

THESES

présentées à la Faculté des Sciences
de l'Université de Nancy I
pour l'obtention du grade
d'INGENIEUR-DOCTEUR
par

Thierry PATUREAUX
Ingénieur E.N.S.I.C.

PREMIER SUJET

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU MOUVEMENT
DES PARTICULES D'UN LIT FLUIDISE GAZ-SOLIDE**

DEUXIEME SUJET

L'HYDRODESULFURATION DES PRODUITS PETROLIERS LOURDS

SOUTENUES LE

1972, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Membres du Jury

Président : P. LE GOFF
Examineurs : J. VILLERMAUX
 J. BORDET
Invité : J. FEBWAY



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551912_0003

THESES

présentées à la Faculté des Sciences
de l'Université de Nancy I
pour l'obtention du grade
d'INGENIEUR-DOCTEUR
par

Thierry PATUREAUX
Ingénieur E.N.S.I.C.

PREMIER SUJET

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU MOUVEMENT
DES PARTICULES D'UN LIT FLUIDISE GAZ-SOLIDE**

DEUXIEME SUJET

L'HYDRODESULFURATION DES PRODUITS PETROLIERS LOURDS

SOUTENUES LE

1972, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Membres du Jury

Président : P. LE GOFF
Examineurs : J. VILLERMAUX
J. BORDET
Invité : J. FEBWAY

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU MOUVEMENT
DES PARTICULES D'UN LIQUIDE GAZ-SOLIDE



L'UNIVERSITEIT LEIDEN

VERZ. 1917

1917
1918
1919
1920
1921
1922
1923
1924
1925
1926
1927
1928
1929
1930
1931
1932
1933
1934
1935
1936
1937
1938
1939
1940
1941
1942
1943
1944
1945
1946
1947
1948
1949
1950
1951
1952
1953
1954
1955
1956
1957
1958
1959
1960
1961
1962
1963
1964
1965
1966
1967
1968
1969
1970
1971
1972
1973
1974
1975
1976
1977
1978
1979
1980
1981
1982
1983
1984
1985
1986
1987
1988
1989
1990
1991
1992
1993
1994
1995
1996
1997
1998
1999
2000
2001
2002
2003
2004
2005
2006
2007
2008
2009
2010
2011
2012
2013
2014
2015
2016
2017
2018
2019
2020
2021
2022
2023
2024
2025
2026
2027
2028
2029
2030
2031
2032
2033
2034
2035
2036
2037
2038
2039
2040
2041
2042
2043
2044
2045
2046
2047
2048
2049
2050
2051
2052
2053
2054
2055
2056
2057
2058
2059
2060
2061
2062
2063
2064
2065
2066
2067
2068
2069
2070
2071
2072
2073
2074
2075
2076
2077
2078
2079
2080
2081
2082
2083
2084
2085
2086
2087
2088
2089
2090
2091
2092
2093
2094
2095
2096
2097
2098
2099
2100

A MA FAMILLE

A LA MEMOIRE DE MON FRERE BERTRAND

A mon Maître,

Monsieur le Professeur LE GOFF

AVANT-PROPOS

Le présent travail a été effectué sous la Direction de Monsieur le Professeur LE GOFF dans son laboratoire du Centre de Cinétique Physique et Chimique. Nous exprimons à notre maître toute notre reconnaissance pour l'intérêt bienveillant qu'il n'a cessé de nous porter.

Nous remercions Monsieur le Professeur J. VILLERMAUX ainsi que Monsieur J. BORDET d'avoir accepté de faire partie de notre jury de thèse.

Nos remerciements vont également à Monsieur VERGNES, notre Chef d'équipe, dont les judicieux conseils furent très précieux à la progression de notre travail.

En la personne de Monsieur FEBVAY, nous remercions la Compagnie Française de Raffinage dont le soutien financier a permis la réalisation de ce travail.

Nous exprimons notre gratitude à Monsieur MIHE, technicien électronicien au CNRS, qui avec une patience infinie, s'est attaché à résoudre les problèmes électroniques que nous avons rencontrés.

Enfin, nous ne saurions oublier tous les personnels techniques et administratifs du Centre de Cinétique Physique et Chimique dont nous garderons un excellent souvenir ; j'exprime également ma sympathie à mes camarades de l'équipe "Fluidisation", avec lesquels j'ai eu si souvent de fructueuses discussions.

PLAN GENERAL

EXPOSE DU PROBLEME ET CONCLUSIONS

PREMIERE PARTIE :

Etude locale du mouvement des particules d'un lit fluidisé
gaz-solide

DEUXIEME PARTIE :

Etude en régime stationnaire de la dispersion de traceurs
gazeux différemment adsorbables

ANNEXES I, II, III, IV, V

EXPOSE DU PROBLEME et CONCLUSIONS

Les propriétés particulières aux lits de particules solides fluidisées par un gaz, qui les distinguent des lits fixes -transferts de matière et de chaleur élevés, uniformité de température- sont une conséquence directe de l'agitation des particules mises en mouvement par les bulles de gaz qui se développent spontanément dans de tels systèmes. De nombreuses opérations de traitement continu de particules solides étant mises en oeuvre en lit fluidisé, l'étude de l'état de mélange global ou macroscopique de ces particules présente un intérêt pratique évident. De ce point de vue, on peut évidemment se contenter de relations empiriques ou s'appuyant sur des modèles -modèles diffusionnels en particulier- permettant de calculer, en fonction de certains paramètres maîtrisables de la fluidisation, les coefficients caractérisant cet état de mélange.

Une autre façon d'aborder ce problème consiste à étudier le mouvement local des particules, le mécanisme par lesquelles elles sont mises en mouvement, l'influence que peuvent avoir certains paramètres locaux vraiment propres à la fluidisation que sont par exemple le diamètre et la vitesse des bulles qui sont directement responsables de l'agitation des grains. Les résultats que l'on peut attendre de cette deuxième approche ne sont pas d'un intérêt pratique immédiat, mais peuvent contribuer efficacement à la compréhension du phénomène lui-même. Nous avons étudié expérimentalement pour un même système ces deux aspects microscopique et macroscopique du mouvement des particules et tenté d'établir un lien théorique entre ces deux séries de résultats. Nous avons choisi d'étudier le mouvement local des grains fluidisés en utilisant une méthode mise au point par J. BORDET (47) en lit fluidisé liquide-solide. Cette méthode consiste à immerger dans le lit fluidisé un capteur piézoélectrique qui répond par des signaux électriques aux impacts des particules ; il nous est apparu assez vite, que la compréhension de la nature de l'information fournie passait par l'étude de la réponse à l'acte élémentaire que constitue le passage d'une bulle unique au voisinage de notre instrument de mesure immergé dans le lit fluidisé maintenu au minimum de fluidisation. Certaines difficultés d'interprétation ne nous ont pas permis de tirer des informations quantitatives précises sur les vitesses moyennes d'agitation des particules dans un lit fluidisé bullant librement. Néanmoins, nous avons mis en évidence l'existence, à la surface de l'obstacle que constitue le capteur, d'une "couche limite" de grains pratiquement immobiles qui n'est mise en mouvement à des vitesses de l'ordre du cm/s que lorsqu'une bulle passe à une distance suffisamment faible. Enfin, les résultats que nous avons observés sont en accord avec le modèle du mouvement à potentiel de vitesse des particules autour d'une bulle unique.

Afin de recueillir des informations sur l'état de mélange macroscopique de la phase solide d'un lit fluidisé bullant librement, nous avons étudié, en régime stationnaire, la dispersion de traceurs gazeux différemment adsorbables. Nous avons interprété nos résultats par un modèle diffusionnel, dans lequel les particules, par leurs coefficients de dispersion propres, contribuent à la dispersion d'un traceur adsorbable.

Dispersion radiale

Tant que le lit reste au voisinage de la fluidisation commençante, le coefficient de dispersion radiale est constant dans tout le système et voisin de la diffusion moléculaire du traceur utilisé.

Lorsque la vitesse du gaz croît, le coefficient de dispersion augmente jusqu'à des valeurs de 30 à 40 cm^2/sec , mais diminue par paliers quand la cote au dessus du distributeur du point étudié augmente. Ceci nous a permis de mettre en évidence trois zones de mélange radial. Dans chaque zone, nous avons calculé les coefficients de dispersion radiale des particules qui sont de l'ordre de un à deux cm^2/sec .

Dispersion axiale

Nous avons mis en évidence une vitesse critique du gaz qui vaut 2 à 3 fois la vitesse minimale de fluidisation à laquelle correspond une brutale augmentation jusqu'à une valeur non mesurable du coefficient de dispersion axiale du gaz ; pour des vitesses plus élevées, le lit fluidisé se comporte comme un mélangeur parfait, ce que nous avons confirmé qualitativement par des expériences en régime transitoire. Ce résultat, contraire aux observations de certains auteurs, peut s'expliquer par des considérations hydrodynamiques particulières à notre lit fluidisé.

PREMIERE PARTIE

ETUDE LOCALE DU MOUVEMENT DES PARTICULES
D'UN LIT FLUIDISE GAZ-SOLIDE

-:-:-

PLAN

I - DESCRIPTION DU MOUVEMENT DES PARTICULES - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

- I.1 - La théorie des deux phases et le modèle de KUNII et LEVENSPIEL
- I.2 - Particules mises en mouvement par une bulle unique dans un lit fluidisé au minimum de fluidisation
 - I.21 - Modèle de DAVIDSON
 - I.22 - Etudes expérimentales entreprises à ce jour
- I.3 - Mouvement des particules dans un lit fluidisé bullant naturellement
 - I.31 - Aspect théorique
 - I.32 - Techniques expérimentales utilisées et résultats obtenus
 - I.321 - Visualisation du mouvement de particules individuelles
 - I.322 - Obtention de coefficients de diffusion à partir de l'étude du mélangeage
 - I.323 - Résultats obtenus par divers auteurs

II - ETUDE LOCALE DU MOUVEMENT DES PARTICULES AU MOYEN D'UN CAPTEUR PIEZO-ELECTRIQUE

- II.1 - Le capteur et ses possibilités
- II.2 - Variation de la pression du gaz provoquée par le passage d'une bulle
 - II.21 - Résultats expérimentaux
 - II.22 - Interprétation et discussion
 - II.221 - Calcul de la vitesse de la bulle
 - II.222 - Calcul de son diamètre
- II.3 - "Pression" exercée par les grains mis en mouvement par la bulle
 - II.31 - Résultats expérimentaux
 - II.32 - Interprétation par le "modèle à cages"

II.4 - "Densité" de chocs des grains sur le capteur au passage de la bulle

II.41 - Résultats

II.411 - Capteur isolé

II.412 - Capteur dans le plan d'une paroi

II.42 - Interprétation par le modèle à potentiel des vitesses

II.421 - Le modèle du fluide non-visqueux non perturbé

II.422 - Le modèle de la "couche limite frottante"

II.43 - Comparaison des variations de pression et des variations de densité de chocs

II.5 - Etude du lit bullant naturellement

II.51 - Distribution statistique des vitesses horizontales des grains

II.52 - Variation de la densité de chocs

II.53 - Conclusion

III - CONCLUSION GENERALE

PREMIERE PARTIE

ETUDE LOCALE DU MOUVEMENT DES PARTICULES D'UN LIT FLUIDISE GAZ-SOLIDE

-:-:-:-

I - DESCRIPTION DU MOUVEMENT DES PARTICULES - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Toutes les propriétés particulières aux lits fluidisés gaz-solide sont dues à l'existence des bulles de gaz qui se développent dans un tel système dès que la vitesse devient supérieure à la vitesse minimale de fluidisation ; bien entendu, l'agitation des particules qui se trouvent dans la phase dense ou émulsion n'échappe pas à cette règle.

En particulier, ROWE (1) a montré que ces bulles, qui déplacent les particules d'une manière prévisible selon les lois de la mécanique des fluides, sont les seules responsables de l'état de mélange des particules de diamètre supérieur à 100μ .

Dans ces conditions, il est nécessaire, avant d'aborder le problème du mouvement des particules et de ses conséquences, de présenter brièvement l'hydrodynamique d'un lit fluidisé gaz-solide.

I .1 - LA THEORIE DES DEUX PHASES ET LE MODELE DE KUNII et LEVENSPIEL (2,3,5)

Par opposition aux lits de particules solides fluidisées par un liquide, dans lesquelles la fluidisation est dite "particulaire", la fluidisation par gaz est dite "agrégative" et est caractérisée par la présence de poches de gaz, ou bulles, ne contenant pratiquement pas de particules. Dans ce cas, le reste du lit fluidisé, appelé phase dense ou émulsion, se trouve dans les conditions du minimum de fluidisation : la porosité est égale à la porosité du lit au minimum de fluidisation ϵ_{mf} et la vitesse relative du gaz par rapport aux particules est égale à u_{mf} , ce qui revient à supposer que tout le gaz en excès par rapport au débit minimal de fluidisation traverse le lit sous forme de bulles.

Ce sont DAVIDSON et HARRISON (4) qui ont jeté les bases de la théorie des deux phases, par l'étude du mouvement des éléments de gaz autour d'une bulle unique s'élevant dans un lit fluidisé maintenu au minimum de fluidisation. A partir d'hypothèses simples (cf annexe n° 1), ils ont abouti aux résultats suivants, en ce qui concerne le mouvement du gaz :

- la vitesse d'ascension de la bulle est donnée par :

$$u_{br} = 0.711 \sqrt{gd_B} \quad (1)$$

où d_B est son diamètre, expression initialement proposée par DAVIES et TAYLOR (1) pour des bulles de gaz s'élevant dans un liquide.

- Lorsque $u_{br}/u_f < 1$, il y a percolation à travers la bulle de gaz frais venant de l'émulsion. La vitesse du gaz dans le plan diamétral de la bulle est $3 u_{mf}$.

- Lorsque $u_{br}/u_f > 1$, la bulle est entourée d'un nuage de gaz de diamètre d_c tel que :

$$d_c = d_B \left(\frac{u_{br} + 2 u_{mf}/\epsilon_{mf}}{u_{br} - u_{mf}/\epsilon_{mf}} \right)^{1/3} \quad (2)$$

Le gaz à l'intérieur de ce nuage provient de la bulle elle-même et ne s'échange pas avec le reste du système, sinon par diffusion. Dans ce cas, la bulle transporte uniquement son propre volume de gaz. Les hypothèses du modèle permettent également de calculer la pression en tout point et de rendre compte du mouvement des particules autour de la bulle (cf annexe 1).

JACKSON (40,41) et MURRAY (42,43,44), ont amélioré ce modèle, mais au prix de développements mathématiques beaucoup plus compliqués.

Par la suite, ce modèle, dont les points essentiels sont devenus ce que l'on a coutume d'appeler "la théorie des deux phases", fut très utilisé. Récemment, KUNII et LEVENSPIEL (2,3,5) ont proposé un modèle à bulles qui, bien que quelque peu idéaliste, rend compte d'une manière claire et logique du comportement des lits fluidisés gaz-solide.

Les hypothèses de base sont les mêmes que celles du modèle de DAVIDSON. De plus, KUNII et LEVENSPIEL supposent que le diamètre des bulles est constant dans tout le lit ; chaque bulle, de forme sphérique, comprend à sa base un sillage de particules au minimum de fluidisation ; δ est la fraction de section droite du lit occupée par les bulles et α la fraction de volume de bulle occupée par le sillage.

La vitesse d'ascension d'une population de bulles est donnée par :

$$u_b = u - u_{mf} + u_{br} = u - u_{mf} + 0.711 \sqrt{gd_B} \quad (3)$$

Le bilan sur le gaz traversant une section droite du lit conduit à :

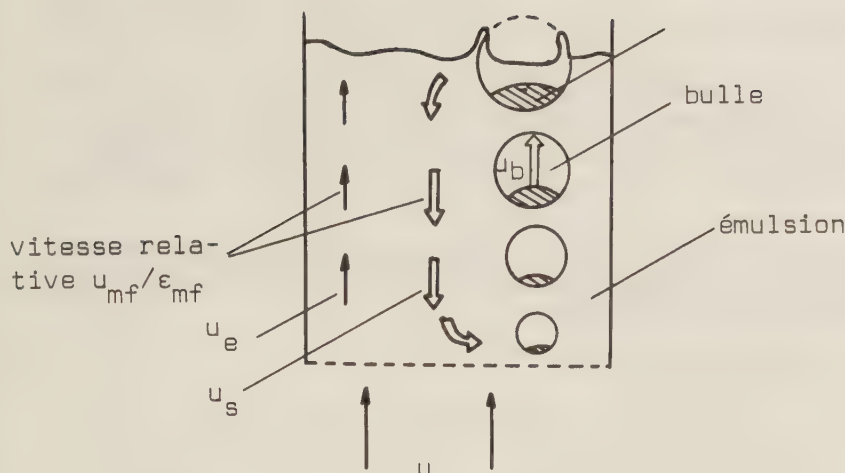
$$u = (1-\delta) u_{mf} + \delta u_b \quad (4)$$

soit :

$$u_b = \frac{u - (1-\delta) u_{mf}}{\delta} \quad (5)$$

donc par l'intermédiaire de u_b , δ ne dépend que de d_B à u fixé.

Comme le montre la figure ci-dessous, le solide entraîné dans le sillage des bulles doit nécessairement redescendre au sein de la phase dense :



Si u_s est la vitesse du solide dans l'émulsion, la vitesse absolue du gaz dans cette phase devient :

$$u_e = \frac{u_{mf}}{\epsilon_{mf}} - u_s \quad (6)$$

et le bilan de gaz s'écrit d'une manière plus précise :

$$u = (1-\delta-\alpha\delta) \epsilon_{mf} u_e + (\delta+\alpha\delta \epsilon_{mf}) u_b \quad (7)$$

et de même le bilan sur le solide :

$$u_s (1-\delta-\alpha\delta) = u_b \alpha \delta \quad (8)$$

On tire u_e de ces trois dernières relations, soit :

$$u_e = \frac{u_{mf}}{\epsilon_{mf}} - \left[\frac{\alpha u}{1-\delta-\alpha\delta} - \alpha u_{mf} \right] \quad (9)$$

On voit, que u_e devient négatif - c'est à dire le gaz descend dans l'émulsion - quand :

$$\frac{u}{u_{mf}} \geq (1-\delta-\alpha\delta) \left(1 + \frac{1}{\alpha \epsilon_{mf}} \right) \quad (10)$$

soit :

$$\frac{u}{u_{mf}} \geq 6 \text{ à } 11$$

pour la plupart des systèmes gaz-solide.

Au-delà de ces premières conséquences hydrodynamiques, ce modèle permet de calculer, toujours en fonction du diamètre moyen de bulles, les différents coefficients d'échange du gaz et des particules entre les trois phases bulle, nuage et émulsion (2,5,6) et donc d'en tirer des informations

sur le mélange du gaz et des particules dans de tels systèmes (cf annexe 2).

Ce modèle dont le seul paramètre est le diamètre moyen des bulles dans le lit, montre bien l'importance qu'il faut attacher à la connaissance du comportement d'une bulle unique ; ceci à la suite des travaux de ROWE (1) est particulièrement vrai en ce qui concerne le mouvement des particules.

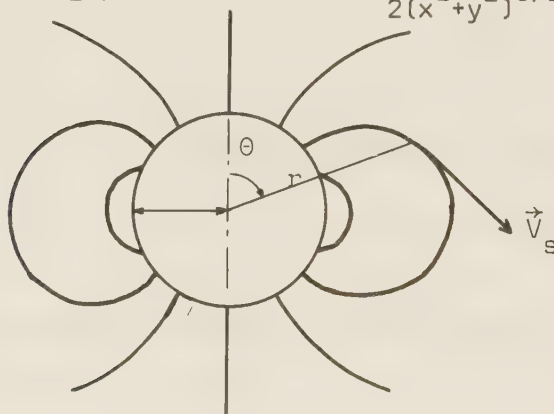
I .2 - PARTICULES MISES EN MOUVEMENT PAR UNE BULLE UNIQUE DANS UN LIT FLUIDISÉ AU MINIMUM DE FLUIDISATION

I .21 - Le modèle de DAVIDSON (4)

Nos connaissances actuelles en ce domaine sont essentiellement dues aux travaux de trois auteurs : DAVIDSON (4), MURRAY (42,43,44), JACKSON (40,41). Nous nous sommes surtout intéressés au modèle de DAVIDSON en raison de sa simplicité.

DAVIDSON et HARRISON supposent que le mouvement des particules autour d'une bulle est analogue au mouvement irrotationnel d'un fluide incompressible et non-visqueux. Les équations de ce mouvement sont obtenues à partir des équations de conservation de matière et de quantité de mouvement (cf annexe n° 1) ; le mouvement est à potentiel de vitesse, et la fonction courant, par rapport à un repère fixe est :

$$\Psi = - \frac{u_{br}}{2r} R b^3 \sin^2 \theta = - \frac{u_{br} R b^3 \cdot x^2}{2(x^2 + y^2)^{3/2}} \quad (11)$$



Les composantes horizontales et verticales de la vitesse des particules sont données par :

$$v_{sx} = \frac{u_{br} R b^3 \cdot 3 xy}{(x^2 + y^2)^{5/2}} \quad (12)$$

et

$$v_{sy} = \frac{Rb^3(2y^2 - x^2)}{2(x^2 + y^2)^{5/2}} \quad (13)$$

Les auteurs ont obtenu des expressions analogues relatives aux lits dits "bi-dimensionnels", c'est à dire de faible épaisseur.

En toute rigueur, ce modèle est imparfait : en particulier, le déplacement des particules ("drift line") après passage d'une bulle tel que l'on peut le calculer à partir de l'expression de Ψ ne coïncide pas exactement avec les observations expérimentales de certains auteurs (7). Il ne constitue pas moins une excellente approximation.

I .22 - Etudes expérimentales entreprises à ce jour

La plupart des études expérimentales du mouvement des particules autour d'une bulle unique ont été réalisées dans des lits fluidisés bi-dimensionnels, c'est à dire des lits de faible épaisseur. Dans de tels systèmes, le mouvement des particules autour d'une bulle peut être observé directement, filmé, si bien qu'il devient possible de tester directement le modèle choisi pour le décrire.

Remarquons toutefois que de tels lits sont assez éloignés de la réalité : les effets de paroi, en particulier, modifient l'hydrodynamique de la bulle (45).

Les différentes techniques utilisées sont les suivantes :

- Cinématographie de la bulle et de son environnement par une caméra fixe (7,8), ou se déplaçant vers le haut à la même vitesse que la bulle (8,1,9). On obtient alors une représentation de la fonction courant caractérisant le champ des vitesses des particules autour de la bulle par rapport à un repère mobile ou fixe, (cf figure 2).
- Visualisation, toujours au moyen d'une caméra fixe, de la trajectoire d'une particule marquée mise en mouvement par une bulle.
- Mise en évidence du déplacement que subissent des particules ("drift line") colorées initialement situées dans un plan, lors du passage de la bulle (8,1,7).

Les résultats obtenus par ces auteurs montrent que le mouvement des particules autour d'une bulle unique présente une analogie avec l'écoulement irrotationnel d'un fluide non visqueux autour d'une sphère.

Signalons également que ces lits bidimensionnels constituent le moyen d'étude classique de la forme des bulles, de leur sillage, des échanges gazeux avec la phase dense (11,12) et en règle générale de tout ce qui est lié à l'existence des bulles.

Les études analogues en lits "tri-dimensionnels" sont beaucoup plus rares ; il est pratiquement impossible de filmer, en régime transitoire, le comportement des particules à l'intérieur du lit lors du passage de la bulle. Deux techniques ont été, à notre connaissance, utilisées :

- Cinématographie du mouvement des particules à la paroi du lit lorsqu'une bulle passe à une distance relativement courte de cette paroi (10). Là encore, les résultats expérimentaux sont interprétables par un écoulement à potentiel de vitesse entre une sphère et un plan.

- Une autre méthode consiste à faire passer une bulle artificielle à travers des couches horizontales successives de particules de différentes couleurs, puis à étudier par échantillonnage du lit (9), le déplacement subi par ces particules.

D'une manière générale, la validité du modèle étant bien établie en ce qui concerne les lits bi-dimensionnels, on l'étend aux lits tri-dimensionnels, dans lesquels on dispose d'autres moyens de vérifications, tels que la détermination de la pression statique en tout point autour de la bulle (13).

I .3 - MOUVEMENT DES PARTICULES DANS UN LIT FLUIDISE BULLANT NATUREL- LEMENT

Ce problème revêt une importance pratique particulière, et ceci pour deux raisons essentielles :

- Il est indispensable, pour dimensionner et prévoir le fonctionnement d'un réacteur à lit fluidisé destiné au traitement des particules fluidisées, de connaître l'état de mélange de la phase solide.

- Le transfert de chaleur à une paroi est étroitement lié au mouvement des particules au voisinage de cette paroi.

De plus, la plupart des modèles de mécanismes de transfert de chaleur entre un lit fluidisé et une paroi font appel au renouvellement des particules au contact ou même au proche voisinage de cette paroi (3, p. 277).

Enfin, l'étude de l'état de mélange de la phase solide présente un intérêt théorique certain depuis que KUNII et coll. (16,17) ont relié les coefficients caractérisant ce mélange aux paramètres classiques de la fluidisation.

I .31 - Aspect théorique (cf annexe n° 2)

Une étude théorique, qui consisterait à étendre à une population de bulles les résultats obtenus sur la base du modèle à potentiel de vitesse, est pratiquement impossible compte tenu de la complexité du système.

A partir d'études statistiques aussi bien expérimentales que théoriques, KONDUKOV et coll. (21) ont conclu à la possibilité d'assimiler

ce mouvement à un processus diffusionnel anisotrope. Par la suite, RUCKENSTEIN (18), puis KUNII et coll. (16,17) ont relié les coefficients de dispersion des particules aux paramètres de la fluidisation.

Signalons que le modèle à bulles de KUNII et LEVENSPIEL (3) rend compte du mouvement d'ensemble des particules tel qu'il fut mis en évidence par TALMOR et BENENATI (19) : le solide situé dans le sillage des bulles est entraîné vers le haut à la vitesse des bulles et redescend le long des parois. Le flux massique de solide en circulation se calcule aisément :

$$J = \alpha \delta \rho_a u_b (1 - \epsilon_{mf}) \neq \alpha \rho_a (1 - \epsilon_{mf}) (u - u_{mf}) \quad (14)$$

I.32 - Techniques expérimentales utilisées et résultats obtenus

On peut les classer en trois catégories :

- les méthodes que nous appellerons de "visualisation" qui consistent à filmer et donc à visualiser les trajectoires de particules marquées ;
- l'étude, en régime transitoire du mélangeage de régions du lit contenant initialement des particules de mêmes caractéristiques granulométriques, mais portant des propriétés marquantes différentes, ainsi que la détermination, par des techniques de traçage, de la distribution des temps de séjour des particules ;
- l'étude des courants de circulation d'ensemble des particules à l'intérieur du lit.

I.321 - "Visualisation" du mouvement de particules individuelles

- MORI et NAKAMURA (20) ont filmé le mouvement de particules colorées de PVC, fluidisées par l'air, à la paroi de lits bi-dimensionnels. Ils ont obtenu, par une analyse statistique de leurs résultats, les valeurs moyennes des vitesses horizontales $\bar{v}_{sx}$ et verticales $\bar{v}_{sy}$ des particules, soit :

$$|\bar{v}_{sx}| \simeq 1 \text{ cm/s} \quad \text{et} \quad |\bar{v}_{sy}| \simeq 0 \text{ à } 6 \text{ cm/s}$$

- KONDUKOV et coll. (21) ont étudié à l'aide de compteurs à scintillations, les trajectoires de particules de PVC marquées au radiocobalt.

Ils ont mis en évidence l'aspect aléatoire de leur mouvement, ainsi qu'une certaine circulation d'ensemble. Cette méthode, extrêmement puissante dans son principe, nécessite un appareillage complexe et conduit à un dépouillement fastidieux des enregistrements.

- MASSIMILA et WESTWATER (22) ont filmé le mouvement de particules colorées à la paroi d'un lit fluidisé tri-dimensionnel. La vitesse verticale de ces particules fluctue autour d'une valeur quadratique moyenne pouvant atteindre 50 cm/s. Ils ont également montré que les particules qui se trouvent à la paroi y restent un certain temps avant de disparaître à l'intérieur du lit.

D'une manière générale, ces méthodes qualitativement intéressantes, fournissent des résultats quantitatifs limités à cause de leur dépouillement fastidieux.

I.322 - Obtention de coefficients de diffusion à partir de résultats de mélangeage

Deux techniques ont été couramment utilisées :

a) Mélangeage de différentes parties du lit fluidisé

Le lit fluidisé est initialement divisé en sections contenant des particules portant des propriétés marquantes différentes ; le lit est alors brutalement fluidisé à la vitesse étudiée ; de temps en temps, on arrête la fluidisation et on prélève des échantillons en différents endroits du lit. On ajuste ensuite les résultats expérimentaux à l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial C_s}{\partial t} = D_{sa} \text{ (ou } D_{SR}) * \frac{\partial^2 C_s}{\partial x^2}$$

La méthode de marquage la plus couramment utilisée consiste à imprégner les particules d'un colorant (35,36). La concentration en particules colorées dans l'échantillon prélevé peut être obtenue par un balayage optique, ou par dosage de la quantité de colorant recueillie par lavage des particules.

ROWE et SUTHERLAND (23), GABOR (26), BOWLINGS (27), ont utilisé le système cuivre-nickel ; ces deux métaux ne se distinguant que par leurs propriétés magnétiques, que l'on utilise pour doser l'échantillon prélevé.

Si les particules marquées sont conductrices de l'électricité, on peut obtenir la variation dans le temps de la concentration locale en traceur au moyen d'une sonde de mesure de résistivité (24).

Le traçage radioactif a été également utilisé par MAY (25).

b) Détermination de la distribution des temps de séjour

La méthode est maintenant classique et consiste à étudier la réponse d'un lit fluidisé, alimenté en particules solides d'une manière continue, à une perturbation caractéristique de son courant d'entrée. On obtient les courbes "C", "F" ou "I" (28). A l'aide de ces courbes, on calcule par optimisation, les paramètres du modèle de lit fluidisé choisi.

Parmi les modèles proposés, nous nous intéressons aux modèles utilisant un coefficient de mélange analogue à un coefficient de dispersion ; - le lecteur trouvera dans l'article de VERLOOP et coll. (29) une revue des autres modèles connus à ce jour -

I.323 - Résultats expérimentaux obtenus par divers auteurs (voir VERLOOP (29))

On dispose d'assez peu de valeurs expérimentales du coefficient de dispersion radiale des particules. BROTZ (30), MORI et NAKAMURA (31) et GABOR (26) en sont les seuls auteurs. En général le coefficient de dispersion croît quand la vitesse de fluidisation augmente ; les particules les plus fines ont les coefficients les plus élevés. De plus, ces coefficients de dispersion restent de l'ordre de quelques cm^2/s .

La dispersion axiale des particules a été beaucoup plus étudiée soit par l'étude de distributions de temps de séjour, soit par l'étude du mélangeage axial d'une couche de particules marquées. Il est difficile de comparer les résultats obtenus par les différents auteurs. Cependant, nous pouvons en tirer les conclusions suivantes :

- D_{SA} est proportionnel à $(\frac{u}{u_{mf}} - 1)$ (32,33)
- D_{SA} est proportionnel à $R^{0,4}$ selon DE GROOT (33) et à $R^{0,6}$ selon MAY (25), R étant le rayon du lit.

En général, D_{SA} est de l'ordre de plusieurs centaines de cm^2/s .

-Il semble que D_{SA} soit inversement proportionnel au diamètre moyen des particules fluidisées (34). Signalons enfin que plusieurs auteurs ont obtenu des résultats non interprétables par un modèle diffusionnel : ainsi MORRIS et coll. (35), TAILBY et COCQUEREL (36), LITTMAN (32). RUCKENSTEIN et coll. ont même montré que ce coefficient varie et dans l'espace et dans le temps (37).

Il semble que les écarts au modèle diffusionnel soient dus en partie à la circulation plus ou moins orientée du solide, pour laquelle TALMOR et BENENATI (19) proposent l'expression suivante :

$$J = 0.785 (u - u_{mf}) e^{-68,3 d_p} \text{ gr/cm}^2/\text{s} \quad (15)$$

J étant le flux massique de particules en circulation.

I.4 - CONCLUSION

Nous pouvons tirer de cette brève étude bibliographique les conclusions suivantes :

- Si le mouvement des particules autour d'une bulle unique est déterministe, il présente, dans un lit fluidisé "normal", un caractère aléatoire associé à une circulation d'ensemble ; il est souvent possible de caractériser ce mouvement par des coefficients de diffusion axiaux et radiaux, mais cela ne prouve absolument pas la validité du modèle diffusionnel dans un tel système.

- Il n'existe pas de méthode simple d'étude locale du mouvement des particules au coeur d'un lit fluidisé tri-dimensionnel, lacune que nous nous sommes efforcés de combler.

II - ETUDE LOCALE DU MOUVEMENT DES PARTICULES AU MOYEN D'UN CAPTEUR PIEZO-ELECTRIQUE (cf annexes 3,4,5)

A la suite des travaux couronnés d'un certain succès, de BORDET en fluidisation liquide-solide (46,47), nous avons décidé de reprendre, dans ses grandes lignes, la méthode qu'il avait utilisée. Cette méthode d'étude du mouvement des particules utilisant un capteur à élément piézo-électrique conserve, malgré les récents travaux de HEERTJES (50), une originalité certaine.

II.1 - LE CAPTEUR PIEZO-ELECTRIQUE ET SES POSSIBILITES

Une description détaillée des capteurs que nous avons réalisés et utilisés est fournie en annexe n° 3. Rappelons brièvement le principe de fonctionnement d'un tel instrument ; une surface sensible - que nous appellerons également surface de détection - de l'ordre du cm^2 est fixée au milieu d'un barreau piézo-électrique pincé à ses deux extrémités. Toute perturbation d'origine mécanique telle qu'une variation de la pression exercée sur la surface de détection ou un choc très bref ayant lieu sur cette surface, se traduit par une information électrique, dont les caractéristiques dépendent de la nature de la perturbation et de son importance. Il est donc nécessaire que la chaîne d'amplification, de détection et d'enregistrement de cette information lui soit adaptée, ou plus exactement soit adaptée à l'information que l'on souhaite recueillir (annexe n° 3). Nous avons mis en évidence deux utilisations possibles du capteur proprement dit :

- Une variation continue de la force qui s'exerce sur la surface de détection se traduit par l'apparition d'une tension électrique entre les deux faces de l'élément piézo-électrique. Une équation différentielle relativement simple et facile à utiliser relie ces deux grandeurs mécaniques et électriques. Il faut bien entendu que la bande passante de l'amplificateur que l'on utilise soit telle que l'information émise ne soit pas altérée (cf annexe 3, § A.3.II.2).

- Lors d'un choc très bref sur la surface de détection, le barreau piézo-électrique vibre à sa fréquence propre, de l'ordre de 10 kHz et émet une tension sinusoïdale amortie de même fréquence. Nous avons amorti ce signal de telle manière qu'il ne présente que trois, voire deux alternances positives. Lors d'étalonnages, nous avons constaté que l'amplitude de la première alternance positive du signal émis lors du choc d'une particule sur la surface de détection est proportionnelle à l'énergie cinétique ou à la quantité de mouvement de la particule dans une direction normale à la surface de détection.

Lors de l'arrivée sur la surface de détection d'un grand nombre de particules, le capteur émet, à condition que ces chocs restent discrets compte tenu de la fréquence de résonance du barreau, autant de trains d'impulsions positives qu'il y a eu de chocs.

Cette information est alors transmise à un analyseur multi-canaux capable de fournir l'histogramme des amplitudes des impulsions, donc l'histogramme des vitesses ou des énergies cinétiques des particules si le capteur a été préalablement étalonné. On peut également, à l'aide de l'analyseur, suivre la variation dans le temps du nombre d'impulsions émises - donc du nombre de chocs - pendant des intervalles de temps Δt successifs.

Remarquons que, lors des étalonnages, nous avons constaté que le déplacement parallèlement à la surface de détection de grains au contact de cette surface se traduit également par l'émission d'impulsions positives ; le nombre d'impulsions de potentiel émises pendant des intervalles de temps successifs (nous avons choisi 2 ms) est proportionnel à cette vitesse de "raclement".

Les caractéristiques de nos capteurs, ainsi résumées, nous conduisent à envisager quatre applications possibles à l'étude des lits fluidisés gaz-solide :

- On sait que le passage d'une bulle de gaz en un point d'un lit fluidisé gaz-solide se traduit par une variation relativement lente de la pression du gaz en ce point (13,49) qu'il est possible de relier d'une manière théorique au diamètre et à la vitesse de la bulle ; notre capteur paraît bien adapté à de telles expériences, à condition que l'amplificateur de la chaîne de mesure laisse passer les tensions de basse fréquence. Pour supprimer la contribution des particules à la force exercée sur la surface sensible, il convient de protéger cette dernière par une fine toile métallique.

- Si au contraire la surface de détection n'est pas protégée, la force que l'on mesure est la somme de deux termes : force due à la pression du gaz et force due aux chocs des particules. La différence d'avec une expérience du type précédent réalisée dans les mêmes conditions, doit nous fournir la variation dans le temps de la "pression cinétique" des grains mis en mouvement par la bulle.

- Lorsque l'amplificateur est accordé sur la fréquence de résonance du barreau, l'information électrique fournie se présente sous la forme d'impulsions de potentiel dont l'amplitude et la densité "temporelle" sont reliées à la vitesse des particules frappant la surface de détection. Ceci met en évidence deux nouvelles fonctions de l'ensemble capteur-chaîne de mesure.

- Lorsque l'analyseur multi-canaux fonctionne en "taux de comptage" (cf annexe n° 3 § A.3.II.21), nous enregistrons le nombre d'impulsions émises pendant des intervalles de temps Δt (2 ms) successifs, ce qui nous permet de suivre les fluctuations de la "densité temporelle" de chocs. Ceci doit en particulier nous permettre de mettre en évidence le caractère hétérogène et aléatoire de la fluidisation gaz-solide.

- Lorsque l'analyseur fonctionne en "statistique d'amplitude", nous obtenons la distribution des amplitudes des impulsions, soit, dans la mesure où ces impulsions sont dues à des chocs élémentaires de particules, la distribution des énergies cinétiques des particules ayant frappé la surface. Ceci permet, en particulier, d'obtenir, dans un lit bullant naturellement, la vitesse quadratique moyenne des particules dans une direction perpendiculaire à la surface de détection.

A chacune de ces fonctions différentes de l'ensemble capteur-chaîne de mesure correspond bien entendu, un étalonnage particulier (cf annexe n° 4).

Nous avons tenté d'exploiter successivement les quatre possibilités que nous venons de mettre en évidence.

Compte tenu du rôle fondamental joué par les bulles dans la mise en mouvement du gaz et des particules, nous avons consacré la plus grande partie de notre travail à l'étude des perturbations provoquées par le passage, au voisinage de la surface de détection du capteur placée verticalement, de bulles artificielles injectées dans un lit maintenu au minimum de fluidisation. Cette étude a été réalisée avec du sable de quartz

$$(\bar{d}_{p_s} = 153\mu, \rho_a = 2,644 \text{ gr/cm}^3)$$

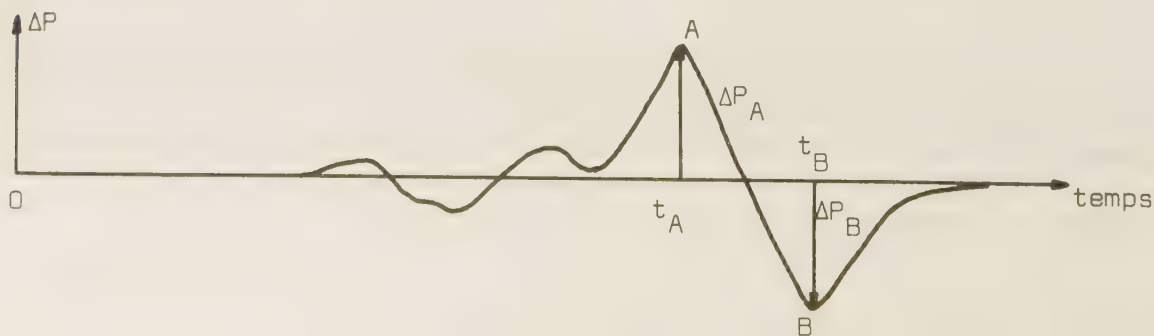
L'injecteur de bulles se trouve décrit d'une manière détaillée en annexe n° 5, ainsi que la méthode employée pour calculer le diamètre de la bulle en fonction du volume d'air injecté. Ce dispositif nous permet d'injecter des bulles de 5 à 8 cm de diamètre environ.

II.2 - VARIATION DE LA PRESSION DU GAZ AU PASSAGE D'UNE BULLE

Nous avons opéré avec 5 volumes injectés différents. A chaque volume d'air injecté correspond un diamètre de bulle que nous pouvons calculer a priori en utilisant les observations de ROWE (48). (Nous appellerons d_{BR} le diamètre calculé de cette manière). Nous avons utilisé notre capteur II_a (cf annexe n° 3 § A.3.I.3).

II.21 - Résultats expérimentaux

Lors du passage de la bulle au voisinage du capteur, dont la surface sensible, protégée par une toile métallique est verticale, on obtient après un traitement de l'information dont le principe se trouve exposé en annexe n° 3, la variation dans le temps de la pression du gaz, qui a l'allure suivante :



Il s'agit plus exactement de l'écart ΔP à la pression statique qui règne au niveau de la surface de détection avant le passage de la bulle. Nous verrons qu'une telle courbe est en accord qualitatif et quantitatif avec le modèle à potentiel de vitesse de DAVIDSON (4).

Les résultats que nous avons obtenus se trouvent résumés dans les tableaux ci-dessous, où L est la distance horizontale du capteur à la trajectoire de la bulle (théoriquement confondue avec l'axe du lit) et z la distance verticale de la surface de détection à l'injecteur.

* d_B constant ($\neq 7,8$ cm) ; L et z variables

1) $z = 30$ cm

L cm	t_A sec	t_B sec	ΔP_A gr/cm ²	ΔP_B gr/cm ²
0	0.867	0.973	5,24	5,82
2	0.819	0.910	4,64	5,82
4	0.845	0.987	3	3,81
6	0.835	1.07	2,36	1,92
8	0.812	0.984	1,49	2,7
10	0.785	1.020	1,13	0,71

2) $z = 40$ cm

L	t_A sec	t_B sec	ΔP_A gr/cm ²	ΔP_B gr/cm ²
0	0.760	0.847	5,15	7,56
2	1.000	1.095	5,15	6,18
4	0.987	1.080	1,96	5,05
6	0.980	1.090	1,28	2,04
8	0.960	1.095	0,605	0,716

* d_B variable ; $L = 0$; z variable

1) $z = 30$ cm

d_{BR} cm	7,8	7,20	6,58	5,74	4,61
t_A sec	0.867	0.865	0.885	0.960	
t_B sec	0.973	0.945	0.955	1.032	
ΔP_A gr/cm ²	5,24	7	4,41	4	
ΔP_B gr/cm ²	5,82	7,28	5,7	4,06	

2) $z = 40$ cm

d_{BR} cm	7,8	7,2	6,6	5,74	4,6
t_A sec	0.760	1.048	1.104	1.144	
t_B sec	0.847	1.128	1.204	1.236	
ΔP_A gr/cm ²	5,15	4,66	2,33	1,46	
ΔP_B gr/cm ²	7,56	6,13	4	2,91	

Nous avons effectué quatre fois ces dernières expériences dont les tableaux ci-dessus ne constituent qu'un exemple.

II.22 - Interprétation de nos résultats - Discussion

Une des premières questions fut de savoir si avec notre montage, il n'y avait bien qu'une seule bulle injectée ou, au contraire une bulle principale suivie d'un chapelet de bulles de moindre importance.

C'est pourquoi nous avons filmé* "l'image X" du passage de la bulle à différentes distances d'une reproduction en laiton - donc opaque aux rayons X - de notre capteur, (cf figure 18).

Nous en avons tiré les renseignements suivants :

- Nous fabriquons bien une seule bulle.
- Lorsque la bulle rencontre effectivement la sonde, il arrive qu'elle éclate ; en général, on constate toutefois qu'elle "enrobe" le capteur.

Quand la bulle passe à une courte distance du capteur, mais sans le rencontrer, elle est en général repoussée par le capteur. Si bien que la distance L n'est pas connue avec précision.

Nos observations, purement descriptives et qualitatives ne nous permettent pas de chiffrer cette incertitude.

Nous avons tenté d'interpréter nos résultats sur la base du modèle de DAVIDSON (4) - cf annexe n° 1 - qui malgré ses imperfections rend compte d'une manière satisfaisante du mouvement du gaz et des particules ainsi que des variations locales de la pression du gaz autour d'une bulle unique.

Rappelons que le modèle de DAVIDSON, conduit à l'expression de P_f suivante, par rapport à la pression régnant dans la bulle :

$$P_f = \pm \rho_a (1-\epsilon) g \left(r - \frac{R_b^3}{r^2} \right) \cos \theta \quad (16)$$

dans le système de coordonnées (r, θ) attaché à la bulle. Si ΔP_f est la différence de cette pression à la pression régnant dans l'émulsion, au niveau du centre de la bulle, on obtient, en ajoutant la pression due à la hauteur $r \cos \theta$ de solide fluidisé :

$$\frac{\Delta P_f}{\rho_a g R_b (1-\epsilon)} = \pm \frac{1}{(r/R_b)^2} \cos \theta \quad (17)$$

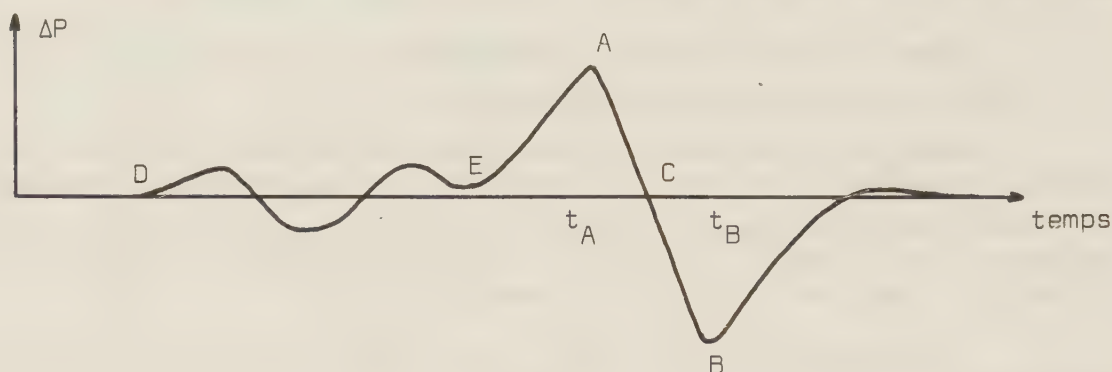
Afin de comparer les courbes expérimentales et théoriques, il nous faudra transformer notre système expérimental de coordonnées, (ΔP_f) vs (temps) en le système (ΔP_f) vs (r/R_b) et, pour cela, connaître d'une manière aussi exacte que possible le rayon de la bulle et sa vitesse.

II.221 - Calcul de la vitesse de la bulle

Nous utilisons à cet effet les enregistrements réalisés à différentes distances de l'injecteur. En général, nous ne savons pas exactement

(*) Ces expériences ont été réalisées au cours d'un stage effectué dans le laboratoire de Monsieur le Professeur ROWE, au "University college" de Londres.

où se trouve la bulle à chaque instant. Néanmoins, chaque enregistrement présente un certain nombre de points caractéristiques, comme le montre la figure ci-dessous :



- La zone DE correspond très certainement à la perturbation apportée au champ de pression lors de la formation de la bulle.
- La zone EA correspond à l'augmentation de pression dans le "nez" de la bulle. Au point A, le sommet de la bulle atteint la surface de détection.
- Le point C correspond approximativement au passage du centre de la bulle.
- Le point B correspond à la frontière inférieure de la bulle. Théoriquement, cette frontière est moins bien définie que la frontière supérieure à cause du sillage.

Nous utiliserons donc les temps correspondant aux points A et B qui sont attachés au passage de la bulle pour calculer sa vitesse.

Nous avons obtenu, en prenant la moyenne correspondant à 4 enregistrements effectués à 30 et 40 cm de l'injecteur, les valeurs suivantes :

V_{in} cm ³	118,5	98,7	79	59,3
u_{br} cm/s	66,9±8	56,3±3	54,6±14	53,3±3

II.222 - Calcul de son diamètre

Ces vitesses nous permettent de calculer d_B . Les points A et B correspondant au sommet et à la base de la bulle, nous avons :

$$d_B = u_{br} (t_B - t_A) \quad (18)$$

On obtient les diamètres suivants :

d_{BR} cm	7,8	7,2	6,58	5,74
$t_B - t_A$ sec	0.106	0.080	0.070	0.072
d_B cm	7,1	4,5	3,9	3,8

Les valeurs expérimentales d_B déterminées de cette façon sont légèrement inférieures aux diamètres d_{BR} tels que l'on peut les calculer d'après les résultats de ROWE et MATSUNO (48). Ces écarts sont dus :

- d'une part à notre imprécision sur la vitesse : ne voyant pas ce qui se passe à l'intérieur du lit, il nous est impossible d'éliminer les expériences où la bulle ne s'est pas comportée "normalement" ;

- d'autre part au fait que nous mesurons en réalité la "hauteur" de la bulle, dont la base occupée par le sillage, est assez mal définie ; il faut de plus signaler que ces bulles ne sont pas parfaitement sphériques, mais au contraire légèrement aplaties.

Quoi qu'il en soit, nous avons porté u_{br} en fonction de $\sqrt{gd_B}$ sur la figure 19. On constate que ces points ne sont pas très éloignés de la droite d'équation $u_{br} = 0.711 \sqrt{gd_B}$. L'accord est encore meilleur si on utilise d_{BR} au lieu de d_B .

Cette méthode de détermination simultanée de la vitesse et du diamètre des bulles donne donc des résultats acceptables. Remarquons que seuls LITTMAN et HOMOLKA (49) ont jusqu'à présent utilisé la variation locale de pression due au passage d'une bulle pour mesurer sa vitesse et ceci en lit bi-dimensionnel.

Nous avons ensuite comparé, pour le plus grand volume injecté, la distribution de pression expérimentale à la distribution de pression selon DAVIDSON - soit $\Delta P_f = \rho_a g (1-\epsilon) \cos \theta / (r/R_b)^2 R_b$ - en admettant, comme précédemment, que le maximum de l'élévation de pression, pour $L=0$, correspond à la frontière de la bulle, et en transformant l'abscisse en temps en une abscisse d'espace par l'intermédiaire de la vitesse expérimentale de la bulle $u_{br} = 66,9$ cm/s. Nous prenons comme diamètre de la bulle d_B ; on obtient alors :

$$\Delta P_f = \rho_a (1-\epsilon) \frac{d_B}{2} = 2,644 \times 0.49 \times 3,5 = 4,40 \text{ gr/cm}^2$$

On constate que, pour les différentes valeurs de L étudiées, et en particulier pour $L=0$ (cf figure 20), l'accord est relativement bon. Il est difficile de préciser davantage compte tenu de l'incertitude sur la position de la bulle à chaque instant.

II.3 - "PRESSION" EXERCEE PAR LES GRAINS AU PASSAGE D'UNE BULLE

II.31 - Résultats expérimentaux

Lorsque la surface de détection n'est pas protégée par une toile métallique, nous constatons que la différence de la pression totale (totale puisque tenant compte de la "pression" des grains) à la pression régnant avant le passage de la bulle où les grains sont immobiles, varie de la même manière que lors des expériences précédentes ; on retrouve en particulier les mêmes points caractéristiques correspondant au sommet et à la base de la bulle (cf figure 21). Nous avons effectué ces enregistrements dans les conditions suivantes : $d_{BR} = 7,8$ cm (soit $d_B = 7$ cm), $L = 4,6$ et 8 cm

avec la même synchronisation en temps que lors des expériences correspondantes avec le capteur protégé, ce qui nous permet de faire la différence des enregistrements. On constate que, à chaque instant, la pression "totale" est légèrement supérieure à la pression du gaz seul. La différence de ces deux grandeurs dont nous avons porté la variation dans le temps dans les tableaux ci-dessous, correspond dans notre esprit à la pression qu'exercent les particules sur la surface de détection.

t x 0.008 sec.	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190
ΔP_p gr/cm ² L=4 cm	1,02	2,82	0,56	2,57	3,24	3,04	2,06	0,31	1,11	1,67	2,33	1,83	0	0
ΔP_p gr/cm ² L=6 cm	0.98	0.81	1.13	2.24	0.818	4,0	3.02	1.27	2.94	0.76	0.43	0.41	0.82	0
ΔP_p gr/cm ² L=8 cm	0	0.49	0.164	1.14	1.14	1,14	0.326	0.492	0.492	1.14	0.652	0	0	0

Cette pression est toujours faible, de l'ordre de quelques gr/cm² nous allons voir comment la relier à la vitesse horizontale des grains.

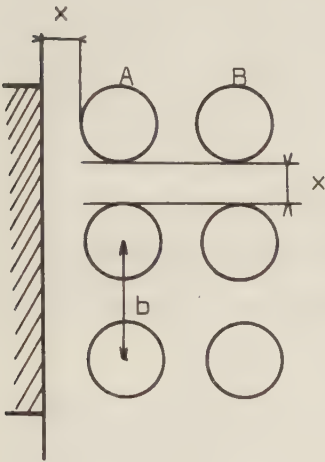
II.32 - Interprétation de ces résultats par le modèle à "cages"

Nous admettons que les grains mis en mouvement par la bulle apportent leur contribution à la pression qui s'exerce sur la surface de détection. D'un autre côté, nous savons que la présence d'une paroi, aussi petite soit-elle, modifie le mouvement des particules à son voisinage et que seuls les grains immédiatement proches de la surface sensible vont venir la frapper. MASSIMILA, en particulier (10,22), a montré que les grains qui se déplacent à la paroi lors du passage d'une bulle à une distance suffisamment faible de cette paroi, ne proviennent pas de l'intérieur du lit. Cette pression particulière qui existe tout de même, est cependant due au fait que les particules sont projetées sur la paroi. Le problème qui se pose est donc d'établir le lien entre cette pression et la composante normale à la paroi de la vitesse des particules - au voisinage immédiat de cette paroi qui seraient mises en mouvement par la bulle si la paroi n'existait pas. Le modèle que nous proposons, dit de la couche limite rebondissante (ou "modèle à cages"), tente de répondre à cette question.

Signalons que RUCKENSTEIN (52) a proposé un modèle voisin pour interpréter les mouvements des particules dans un lit fluidisé homogène liquide solide ; dans ce modèle l'auteur faisait la distinction entre les mouvements

oscillatoires des particules au sein de la "cage" formée par les particules voisines, et le mouvement d'ensemble de ces cages.

Nous supposons que les particules sont disposées comme le montre la vue en coupe ci-dessous, c'est à dire aux noeuds d'un réseau à maille cubique. Ce choix du réseau cubique se justifie par le fait que la porosité de notre lit fixe $\epsilon = 0,486$ est très voisine de la porosité d'un réseau cubique compact 0,4764.



Soient b la distance entre les centres de grains voisins supposés sphériques et x la distance entre les frontières de ces grains.

Nous supposons de plus que la distance entre les grains de la première couche et la paroi est également x . Nous appellerons n le nombre de particules par unité de volume.

Comment se passe une collision sur la paroi ? La particule A, mise en mouvement à la vitesse horizontale $v_{sx}(t)$ frappe la surface, rebondit, frappe B, rebondit, va frapper la surface de nouveau et ainsi de suite. La distance parcourue entre deux collisions successives est $2x$.

Le nombre de chocs par unité de temps, que subit la particule avec la paroi est donc :

$$\frac{v_{sx}(t)}{2x}$$

Si S est la surface de la paroi, le nombre total de particules susceptibles de la frapper est $b \times n \times S$ et le nombre total de chocs par unité de temps :

$$\frac{v_{sx}(t)}{2x} * n * b * S \quad (19)$$

Lors d'un choc, la particule échange avec la paroi la quantité de mouvement $2 m v_{sx}(t)$.

La force exercée sur la surface est donc :

$$\frac{v_{sx}(t)}{x} * n * b * S * m v_{sx}(t) = n m S \frac{b}{x} v_{sx}^2(t) \quad (20)$$

Remarquons que nm est la masse volumique du lit fluidisé et est égal à $(1-\epsilon_{mf})\rho_a$ où ρ_a est la masse volumique apparente des particules.

Reste à évaluer b/x .

Quand le lit est fixe, nous avons $b = 2 dp = b_0$, si on suppose que les particules sont jointives. Lorsque le lit se trouve fluidisé, la distance entre les centres devient b , et on a :

$$b_o^3 (1-\epsilon_f) = b^3 (1-\epsilon_{mf}) \quad (21)$$

où ϵ_f est la porosité du lit fixe et ϵ_{mf} celle du lit fluidisé. Soit :

$$\frac{1-\epsilon_f}{1-\epsilon_{mf}} = \left(\frac{b_o+x}{b_o} \right)^3$$

Comme $b = b_o+x$, nous avons

$$\frac{x}{b} = 1 - \frac{b_o}{b}$$

soit :

$$\frac{x}{b} = 1 - \left(\frac{1-\epsilon_{mf}}{1-\epsilon_f} \right)^{1/3}$$

et finalement, la pression particulaire $\Delta P_p(t)$ s'écrit :

$$\Delta P_p(t) = \frac{(1-\epsilon_{mf}) \rho_a}{1 - \left(\frac{1-\epsilon_{mf}}{1-\epsilon_f} \right)^{1/3}} v_{sx}^2(t) \quad (22)$$

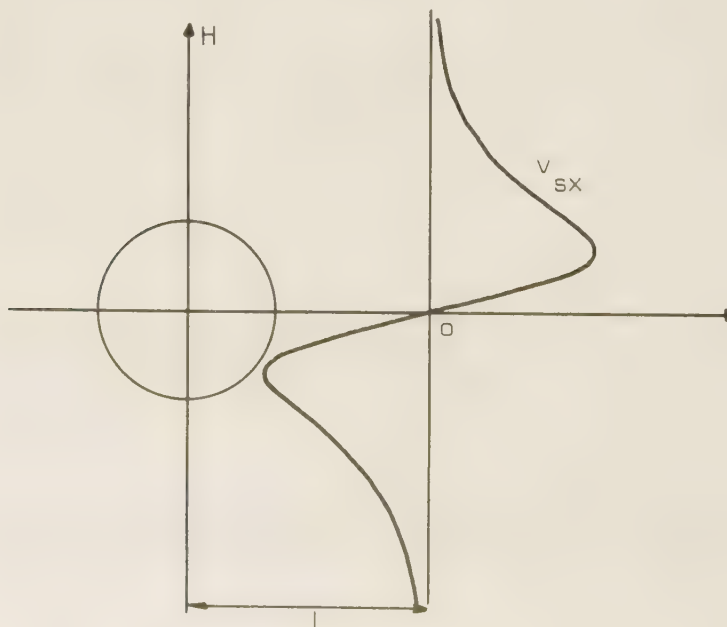
avec

$$\begin{aligned} \epsilon_{mf} &= 0.511 \\ \epsilon_f &= 0.486 \\ \rho_a &= 2,632 \text{ gr/cm}^3 \end{aligned}$$

On obtient :

$$\begin{aligned} P(t) &= 78,48 v_{sx}^2(t) \text{ baryes} \\ &= 0.08 \times v_{sx}^2(t) \cdot \text{gr/cm}^2 \end{aligned}$$

Le problème est évidemment de calculer $v_{sx}(t)$. La seule manière consiste à utiliser le modèle à potentiel de vitesse autour d'un obstacle sphérique. On montre alors que la vitesse horizontale, calculable par la relation (12) varie de la manière suivante (cf figure 1)



On voit que, d'après ce modèle $\Delta P_p(t)$ est toujours ≥ 0 .

Calculons un ordre de grandeur de $\Delta P_p(t)_{\max}$. Par exemple, avec $d_B = 7$ cm et $u_{br} = 74,5$ cm/s, on a $v_{sx}(t)_{\max} \neq 20$ cm/s et $\Delta P_p(t) = 32$ gr/cm² alors qu'expérimentalement, nous obtenons au plus $\Delta P_p \max \neq 3$ gr/cm².

En général, il y a environ, dans les cas les plus défavorables, un facteur 10 d'écart.

Un tel modèle est très approché. Les hypothèses sur la disposition des particules, l'élasticité des collisions successives, le libre mouvement des grains les uns par rapport aux autres, et la participation de la seule première couche pratiquement au contact de la paroi, la validité du modèle de DAVIDSON au voisinage du capteur, sont douteuses.

Si maintenant, nous recalculons, à partir des mesures expérimentales de ΔP_p , la vitesse v_{sx} qui, dans notre modèle est davantage une vitesse de vibration qu'une vitesse de déplacement d'ensemble, nous trouvons que cette vitesse est toujours inférieure à 7 cm/s et reste de l'ordre de 1 cm/s.

II.4 - DENSITE DE CHOCS DE GRAINS SUR LE CAPTEUR AU PASSAGE D'UNE BULLE

Nous appelons densité de chocs le nombre d'impulsions émises par le capteur pendant un intervalle Δt réglable ; nous avons choisi $\Delta t = 2$ ms.

Dans ces expériences, l'analyseur multicanaux fonctionne en "taux de comptage". L'injecteur est placé, comme dans les expériences précédentes, au centre du lit. Le capteur est placé avec sa surface de détection verticale et orientée vers l'axe du lit, c'est à dire vers la trajectoire supposée de la bulle ; nous appelons L la distance horizontale de la surface sensible à cette trajectoire et z la distance verticale au plan de l'injecteur.

Nous avons, à l'aide de ce dispositif, effectué deux types d'expériences.

Dans un premier temps, nous avons placé le capteur seul au voisinage de la trajectoire de la bulle qui s'élève alors dans un milieu pratiquement infini (cf figure 22). Nous avons ensuite monté ce capteur de telle manière que sa surface sensible soit dans le plan d'une paroi verticale (cf figure 22). Afin de recueillir sur l'analyseur un signal observable, on réalise une centaine d'injections successives, en cumulant dans le registre arithmétique de l'analyseur les réponses élémentaires à chaque injection (on fait en quelque sorte de "l'extraction signal sur bruit").

II.41 - Résultats expérimentaux

II.411 - Résultats observés quand le capteur est isolé

Quand une bulle passe à une courte distance de la sonde, nous enregistrons un signal composé habituellement de trois vagues (cf figure 23).

La position, la forme et l'intensité de chaque vague dépendent fortement, pour une bulle donnée, de la position de la sonde par rapport à sa trajectoire. Soient L cette distance, z la distance verticale entre la surface de détection et l'injecteur, R_b le rayon de la bulle. Pour des valeurs fixées de z , L et R_b , nous pouvons mesurer 3 grandeurs.

- 1) les temps t_1 écoulés entre le début de l'enregistrement et l'apparition du sommet de la vague n° 1.
- 2) l'intensité de chaque vague qui peut être repérée par sa hauteur I .
- 3) la durée τ de chaque vague, mesurée à sa base.

La plupart de ces expériences ont été réalisées avec des bulles de rayon $R_b \neq 3,5$ cm. Néanmoins, quelques mesures ont été réalisées avec des valeurs de R_b allant de 2 à 5 cm environ.

Etude des temps t

L'ensemble des résultats se trouve résumé dans le tableau suivant :

$\begin{matrix} L \\ z \end{matrix}$ cm		4	5	6	7	8	9	10
10	t_{1ms}	630	590	592	586	-	-	-
	t_{2ms}	730	716	722	720	720	702	690
	t_{3ms}	860	862	-	-	-	-	-
15	t_1	692	674	-	-	-	-	-
	t_2	834	812	826	832			
	t_3	942	964					
20	t_1	800	778					
	t_2	922	884	918	912	924	908	854
	t_3	1020	1018	1006				
25	t_1	968	964	970				
	t_2	1036	1044	1074	1042	1042	1046	
	t_3	1124	1136					

Nous pouvons faire les remarques suivantes :

1) A une même cote z au-dessus de l'injecteur le temps d'apparition d'une vague ne varie pas d'une manière significative avec L .

2) On peut également s'intéresser au temps d'apparition d'une vague donnée à L fixé en fonction de la cote z . Le tableau suivant a été établi pour mettre cette grandeur en évidence.

1ère vague

L_{cm}	Δt_{ms}	$t_{Z=15} - t_{Z=10}$	$t_{Z=20} - t_{Z=15}$	$t_{Z=25} - t_{Z=20}$
4		62	108	168
5		84	104	194

2ème vague

L_{cm}	Δt_{ms}	$t_{15} - t_{10}$	$t_{20} - t_{15}$	$t_{25} - t_{20}$
4		104	92	114
5		96	72	160
6		104	92	68
7		112	80	158
8		$t_{20} - t_{10} = 196$		158
9		$t_{20} - t_{10} = 158$		

3ème vague

L_{cm}	Δt_{ms}	$t_{15} - t_{10}$	$t_{20} - t_{15}$	$t_{25} - t_{20}$
4		82	78	104
5		102	54	120

Ceci nous permet de calculer le temps moyen, calculé relativement à la 2ème vague, mis par la perturbation provoquant l'apparition de cette vague pour parcourir une distance verticale de 5 cm.

On trouve $\Delta t_{5\text{cm}} = 106 \text{ ms}$, ce qui correspond à une vitesse $v_p = 47,2 \text{ cm/s}$. Cette valeur est voisine de la vitesse d'ascension de la bulle elle-même calculée d'après la relation $u_{br} = 0.71 \sqrt{gd_B}$ avec $d_B = 7 \text{ cm}$, soit $u_{br} = 58,5 \text{ cm/s}$. On voit que ces deux vitesses sont du même ordre de grandeur.

Etude de l'intensité I de chaque vague

Nous avons porté pour $R_b = 3,3 \text{ cm}$ et pour 70 bulles consécutives les intensités de chaque vague c'est à dire l'ordonnée du maximum à différentes cotes et pour des valeurs de L croissantes (cf figure 24). On constate que :

- la 1ère vague décroît très vite et n'est plus observable à une distance d'environ 6 à 7 cm de la trajectoire de la bulle
- la 3ème vague décroît presque aussi vite que la 1ère
- par contre, la deuxième vague reste observable à une assez grande distance de la trajectoire et ne disparaît complètement qu'à environ $L=11\text{cm}$.

Pour chaque valeur de z étudiée, nous avons cherché à savoir si on pouvait représenter I par $I = \overline{KL}^n$. Pour cela, nous avons porté en fonction de $\log(L)$ la valeur du rapport $\log(I_L/I_{L=4})$ pour différentes valeurs de Z et ensuite pris la moyenne sur ces valeurs (cf figure 25).

Nous constatons pour la 1ère vague une décroissance en $1/L^{6,4}$ et pour les 2 et 3èmes vagues une décroissance qui serait en $1/L^n$ avec $3 < n < 4$.

Les points ne s'alignent pas suffisamment pour que l'on puisse conclure plus précisément.

En ce qui concerne les intensités absolues des 3 vagues, remarquons encore que la 1ère et la 2ème ont des intensités initiales voisines (soit pour $L=4 \text{ cm}$), l'intensité de la 3ème vague étant toujours beaucoup plus faible.

Nous avons étudié également pour 2 positions de la sonde ($Z=20\text{cm}$, $L=4\text{cm}$ et $L=5\text{cm}$) comment variait cette intensité avec le rayon de la bulle injectée.

Nous constatons que I est grossièrement proportionnel à R_b^n , n variant beaucoup dans les positions étudiées.

	n (1ère vague)	n (2ème vague)	n (3ème vague)
Z = 20 L = 4	16	13	4,5
Z = 20 L = 5	8,8	5,4	10

Durée de chaque vague

La forme de chaque vague étant à peu près triangulaire, la durée de la vague est évaluée par l'intersection des côtés du triangle avec l'axe des temps. Alors que l'intensité de chaque vague décroît quand on éloigne le capteur de la trajectoire de la bulle, la durée τ_i de la vague n° i reste sensiblement constante (tant que la vague en question reste observable) comme le montre le tableau ci-dessous (ici pour $Z=20$ cm et $R_b=3,3$ cm).

τ \ L	4	5	6	7	8	9	10
τ_1 ms	120	122	82				
τ_2 ms	104	106	120	106	112	96	108
τ_3 ms	128	106	90				

Nous avons déterminé ainsi les valeurs moyennes :

$$\tau_1 = 108 \pm 24 \text{ ms}$$

$$\tau_2 = 107 \pm 13 \text{ ms}$$

$$\tau_3 = 108 \pm 20 \text{ ms}$$

Remarquons que pendant la durée d'une vague la bulle a parcouru environ $6,2 \text{ cm} \pm 1,3 \text{ cm}$, soit une distance voisine de son propre diamètre.

II.412 - Résultats observés quand le capteur est dans le plan d'une paroi

Nous enregistrons cette fois un signal composé d'une seule vague, à la différence du cas précédent (cf figure 26).

L'intensité I de cette vague décroît encore lorsque L augmente, comme le montre le tableau ci-après, obtenu pour $Z=20$ cm, $R_b=3,3$ cm et 150 bulles injectées successivement.

L cm	4	4,5	5	5,5	6	6,5	7	8
I	415	485	370	213	134	80	16	6
τ ms	106	94	109	90	74	78	44	-
t ms	962	990	940	932	958	932	906	-

On voit que l'instant d'apparition de la vague ne varie pas d'une manière significative avec L .

Par contre, τ semble décroître, assez nettement quand L augmente et n'est plus mesurable dès que L atteint 8 cm.

Ces résultats sont assez différents de ceux que nous avons observés avec le capteur seul. En particulier, le fait que le signal se réduise à une seule vague nous sera très utile lors de l'interprétation théorique de l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

II.42 - Interprétation par le modèle à potentiel des vitesses

Portons notre attention sur les particules contenues dans un petit élément de volume, fixe dans l'espace, à une distance suffisante de la trajectoire de la bulle, pour que le passage de la bulle n'y provoque que des petits déplacements. Nous voyons que les mouvements des particules seront des petites boucles presque fermées :

- dans le sens horizontal, les grains s'écartent de la trajectoire puis reviennent à leur point de départ ;
- dans le sens vertical, les grains commencent par monter, puis descendent plus bas que leur point de départ et y remontent enfin.



De telles trajectoires ont été visualisées par LYALL (9) en lit bi-dimensionnel.

Deux problèmes se posent à nous :

1° - Comment ces trajectoires en boucles sont-elles modifiées par la présence du capteur (qui est une pastille de 3 cm de diamètre et 1,5 cm d'épaisseur) ?

2° - Quelle sera la grandeur mesurée par la surface sensible située au centre de ce capteur ?

Pour répondre à ces questions en toute rigueur, il faudrait résoudre l'équation de Laplace afin de déterminer la distribution des lignes équipotentiellles et des lignes de courant autour de cet obstacle que constitue le capteur. Ce calcul serait extrêmement compliqué et nous ne le ferons pas ; nous préférons considérer successivement 2 cas extrêmes, choisis pour leur simplicité et les comparer aux résultats expérimentaux.

1er modèle extrême : LE FLUIDE NON-VISQUEUX NON-PERTURBE

Nous ferons l'hypothèse que le capteur n'apporte aucune perturbation à la distribution des lignes de courant. Nous supposons que le capteur est analogue à un manomètre dynamique et qu'il mesure la composante normale de l'énergie cinétique des particules qui viennent le frapper.

2ème modèle extrême : LA COUCHE-LIMITE FROTTANTE

Nous ferons l'hypothèse qu'il existe, au contact de la surface sensible une couche stationnaire de particules analogue à une couche laminaire visqueuse. Les particules de cette couche n'auraient aucune vitesse perpendiculairement à la paroi, mais seulement des déplacements tangentiels de frottement de la paroi, provoqués par les grands mouvements des boucles du "fluide" de particules, situées plus loin de la paroi.

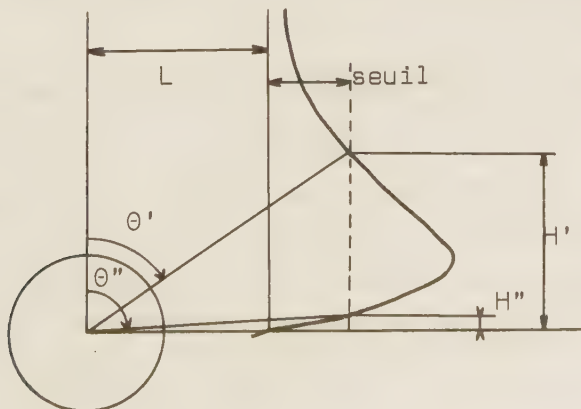


II.421 - Le modèle du fluide non-visqueux, non-perturbé

Supposons que le capteur ne puisse détecter que les chocs de particules dont la composante normale de vitesse v_{sx} est dirigée vers la paroi et supérieure à un certain seuil v_{min} . A cette valeur minimale correspond 2 valeurs H' et H'' de la hauteur et donc deux valeurs θ' et θ'' de l'angle, comme le montre le croquis ci-après.

Le passage d'une bulle devant le capteur provoquera donc la formation d'une seule vague et la durée de cette vague (temps pendant lequel on enregistre des collisions) est :

$$\tau = \frac{H' - H''}{u_{br}} = \frac{L}{u_{br}} (\cotg \theta' - \cotg \theta'') \quad (23)$$



Si S est l'aire de la surface sensible et n le nombre de particules par unité de volume de la phase émulsion, le nombre total de collisions sera :

$$N = S.n. \int_{\theta'}^{\theta''} v_{sx}(\theta) d\theta \quad (24)$$

et le nombre de chocs enregistrés entre les instants t et $t+\Delta t$ sera :

$$\Delta N_{(\Delta t)} = S.n.v_{sx}(\theta)\Delta t \quad (25)$$

On voit donc que $\Delta N_{\Delta t}$ est à chaque instant proportionnel à la vitesse horizontale des particules. Par conséquent, puisque $v_{sx}(\theta)$ présente un maximum, $\Delta N_{\Delta t}$ passera par un maximum :

$$(\Delta N_{\Delta t})_{\max} = S.n.v_{sx}(\theta)_{\max}.\Delta t$$

Cette relation est évidemment différente de celle que l'on obtient si on suppose que seules les particules de la 1ère couche frappent le surface, soit :

$$(\Delta N_{\Delta t})_{\max} = \frac{n S}{2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{1-\epsilon_{mf}}{1-\epsilon_f}}^{1/3} v_{sx} \Delta t$$

On observera une seule vague et nous pourrons calculer son maximum. v_{sx} passe par un maximum pour $\sin \theta = 2/\sqrt{5}$. D'où :

$$(v_{sx})_{\max} = u_{br} \cdot \frac{Rb^3}{2L^3} \cdot 0,858$$

avec

$$u_{br} = 0.711 \sqrt{g \cdot 2Rb}$$

Par exemple, avec $Rb = 3,3$ cm, on trouve :

$$L = 4 \text{ cm}$$

$$\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$$

$$S = 0,282 \text{ cm}^2$$

$$n = 260.000 \text{ particules par cm}^3$$

$$(\Delta N_{\Delta t})_{\max} = 2000$$

Cette valeur $(\Delta N_{\Delta t})_{\max}$ varie avec L de la même manière que $(v_{sx})_{\max}$ soit en $1/L^3$.

Le tableau ci-après donne les valeurs de $(\Delta N_{\Delta t})_{\max}$ pour six valeurs de L , entre 4 et 9 cm.

Pour évaluer le nombre total N de pics pendant une vague, prenons arbitrairement une durée de vague de 100 millisecondes. (Nous avons vu que c'est effectivement l'ordre de grandeur expérimental). Nous en déduisons le nombre N pour les 6 valeurs L , données dans le tableau ci-dessous.

L	4	5	6	7	8	9
$(\Delta N)_{\max}$	2040	1040	600	377	280	174
$(N)=0,1 \text{ s}$	67 454	39 006	23 902	16 497	11 144	8 065
$\bar{v}_{sx} \text{ cm/s}$	9,27	5,32	3,26	2,25	1,52	1,1

PREVISIONS THEORIQUES

Nous avons de même porté dans ce tableau, la valeur moyenne de la vitesse v_{sx} pendant la vague calculée par :

$$\bar{v}_{sx} = \frac{1}{H' - H''} \int_{H'}^{H''} v_{sx}(H) dH$$

Comparaison avec les résultats expérimentaux

Il est évident que, déjà qualitativement le 1er modèle ne convient absolument pas puisqu'il justifierait l'apparition d'une seule vague et non d'un train de trois vagues.

Mais la comparaison du tableau de prévisions théoriques ci-dessus et des tableaux de résultats expérimentaux donnés plus haut, montre qu'il n'y a aucun accord ; en particulier :

- le nombre total de pics de potentiel au cours d'une vague est à peu près 1000 fois plus petit en réalité qu'en théorie.

Nous apportons donc ainsi la preuve que la présence du capteur modifie profondément le réseau des lignes de courant. En particulier : aucune particule ne vient frapper la membrane avec une vitesse comparable à celle de la bulle, même quand la distance L est de l'ordre du diamètre de la bulle.

II.422 - Le modèle de la "couche-limite frottante"

a) Interprétation qualitative des trois vagues

Comme nous l'avons dit plus haut, il faudrait résoudre l'équation de Laplace pour déterminer le réseau des lignes de courant pour un fluide non-visqueux s'écoulant autour du capteur.

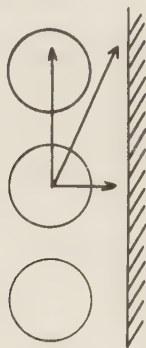
On doit en fait distinguer 3 cas selon les positions respectives de la bulle et du capteur :

- quand la bulle est en-dessous du capteur, les lignes de courant des particules sont dirigées vers le haut ;

- puis, à partir d'un certain point, les lignes de courant sont dirigées vers le bas ;

- enfin, dans une dernière période, quand la bulle est située nettement au-dessus du capteur, les particules se déplacent à nouveau vers le haut.

Pour interpréter, avec ce phénomène, le train de 3 vagues observées expérimentalement, il faut donc admettre que le nombre d'impulsions électriques détectées par le capteur est fonction croissante de la vitesse verticale v_{sy} des particules, parallèlement à la paroi. Il faudrait donc



admettre que la composante horizontale mesurée (de l'ordre de un cm/sec) correspondrait à une agitation désordonnée des grains au sein de leurs "cages". Quand la vitesse v_{sy} est nulle, le lit n'est pas fluidisé au contact de la paroi, les grains sont fixes, en contact les uns avec les autres. C'est seulement quand la vitesse tangentielle n'est pas nulle que le lit se dilate légèrement et qu'il existerait alors une vitesse d'agitation, normale à la paroi. Les résultats observés lorsque la surface sensible du capteur se trouve dans le plan d'une paroi verticale semblent confirmer ces hypo-

thèses. Dans ce cas les lignes de courant s'écrasent sur la paroi. Nous avons porté sur la figure 27, pour $Rb=3,5$ et L variant de 4 à 10 cm, les variations de la vitesse verticale des particules au contact de la paroi telle que l'on peut la calculer à partir d'un modèle à potentiel de vitesse appliqué au système bulle-paroi. On constate alors que la vitesse des particules vers le bas est beaucoup plus importante que la vitesse dans la phase où elle est dirigée vers le haut.

Comme dans ce cas, notre signal se compose d'une seule vague, il semble bien que le signal que fournit le capteur soit le reflet de la vitesse verticale des particules au voisinage du capteur.

b) Essai d'interprétation quantitative

Afin de mettre en évidence l'influence de la vitesse de frottement des grains sur la surface sensible du capteur, nous avons réalisé un montage permettant de déplacer le capteur verticalement dans le lit fluidisé maintenu au minimum de fluidisation tout en enregistrant sur le sélecteur le nombre d'impulsions émises pendant des intervalles de temps $\Delta t = 2$ ms successifs (cf annexe n° 3).

Nous avons constaté que ce nombre est remarquablement constant pendant la durée de déplacement et proportionnel à cette vitesse de déplacement tant que le capteur n'est pas saturé (la fréquence propre du barreau piézo-électrique étant de 8,9 KHz, il ne peut émettre que 21 impulsions en 2 ms), (cf figure 13). On a donc :

$$\Delta N_{2ms} = 6 v_{sy} \quad (v_{sy} \text{ en cm/s})$$

Ce résultat est extrêmement intéressant car il nous permet de calculer à chaque instant la vitesse des particules au contact d'une paroi verticale immergée dans un lit fluidisé gaz-solide.

Cette vitesse passe donc par un maximum lors du passage de la bulle, cette valeur maximale nous étant fournie directement par la vague d'impulsions enregistrée.

Ainsi pour $R_b=3,3$ cm, nous avons pour les différentes distances L (I étant ramené à 1 bulle) :

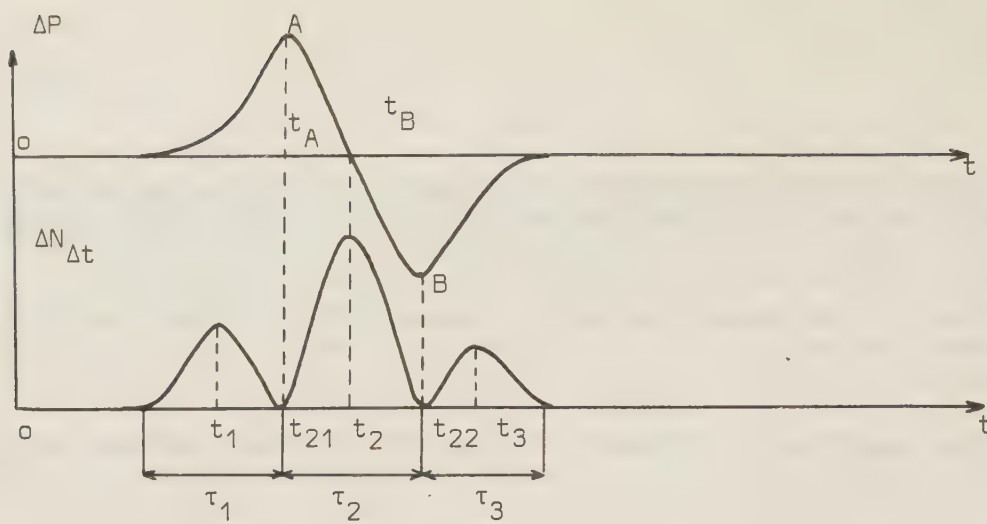
L cm	4	4,5	5	5,5	6	6,5	7	8
I	4,77	3,24	2,47	1,42	0,895	0,123	0,0467	0
v_{sy} cm/s	0,8	0,54	0,412	0,237	0,149	0,02	≠ 0	≠ 0

Nous pouvons constater que ces vitesses sont très faibles, ce qui semble indiquer que la couche de grains au contact de la paroi est pratiquement immobile.

Cette influence du mouvement des grains à la surface étant montrée, regardons comment se situent nos résultats par rapport aux prévisions du modèle de DAVIDSON.

Lorsque le capteur se trouve isolé dans le lit fluidisé, nous avons vu que la vitesse verticale des particules à son contact présente 3 maxima que l'on retrouve dans notre signal. Si nous adoptons le modèle du fluide visqueux non-perturbé, nous devrions avoir, à z constant, une décroissance en $1/L^3$ de l'intensité de chaque vague. Or, nous observons bien une décroissance en $1/L^n$, où n varie entre 3 et 7.

La variation théorique en R_b^3 de cette intensité se révèle expérimentalement plus importante, puisque nous avons trouvé des exposants compris entre 6 et 10. Pour confirmer cette variation de la vitesse des particules au contact de la surface, nous avons essayé de "positionner" la bulle sur nos enregistrements de "taux de comptage" en effectuant, avec la même synchronisation, l'enregistrement de la variation locale de pression lors du passage de la bulle, comme le montre la figure ci-dessous.



Nous avons effectué cette expérience avec $d_B \neq 7$ cm. Nous avons ainsi obtenu $t_A = 0.878$ sec, $t_B = 0.962$ sec, le centre de la bulle correspondant à environ 0.920 sec. En taux de comptage, on obtient pour t_{21} , t_2 et t_{22} les valeurs suivantes : (cf figure 27)

L cm	4	6	8	10
t_2 sec.	0.882	0.918	0.942	0.958
t_{21} sec.	0.846	0.864	0.816	0.816
t_{22} sec.	1.02	0.964	1.048	0.998

On voit que les t_2 ne sont pas trop éloignés de l'instant où la bulle passe dans le plan de la surface de détection.

Lorsque l'on a affaire à une bulle s'élevant au voisinage d'une paroi, on connaît également l'expression du potentiel de vitesse (53), ce qui nous permet de calculer la composante verticale de la vitesse des grains au contact de la paroi en question (cf figure 27), par rapport à un repère fixe :

$$v_{sy} = 2 u_{br} (a_{\theta} \cos \theta + a_r \sin \theta) \quad (26)$$

avec

$$a_r = \left[-\left(\frac{Rb \cos \theta}{L}\right)^3 + A \left(1 - \left(\frac{Rb \cos \theta}{L}\right)^3\right) \right] \sin \theta \quad (27)$$

$$a_{\theta} = \left[-\left(\frac{1}{2} \left(\frac{Rb \cos \theta}{L}\right)^3 + A \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{Rb \cos \theta}{L}\right)^3\right) \right] \cos \theta \quad (28)$$

et

$$A = \left(\frac{Rb}{2L}\right)^6 \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{Rb}{2L}\right)^2 + \frac{9}{4} \left(\frac{Rb}{2L}\right)^4 + \frac{65}{16} \left(\frac{Rb}{2L}\right)^6 \right] \quad (29)$$

Nous constatons que, surtout lorsque la trajectoire de la bulle est proche de la paroi, la vitesse des particules est d'abord légèrement positive, devient ensuite fortement négative, puis redevient positive. Etant donnée l'importance relative des trois maximas, on conçoit que seule la perturbation causée par le frottement des particules allant vers le bas soit transmise au capteur. Ceci expliquerait, qualitativement, pourquoi le signal obtenu avec le capteur inséré dans le plan d'une paroi se compose d'une seule vague. L'accord tout au moins qualitatif de nos expériences montre en particulier, que la vitesse de "frottement" des particules joue un rôle très important dans la nature de l'information transmise par le capteur.

II.43 - Comparaison des variations de pression et des variations de densité de chocs

Alors que la "pression cinétique" des grains serait due à la vitesse de ces grains perpendiculairement à la surface sensible du capteur, la variation dans le temps de la "densité de chocs" semble être le reflet de la variation de la vitesse parallèlement à la surface de détection, des particules au contact même de cette surface. Cependant, les vitesses que l'on détermine à partir de ces expériences, de l'ordre de 1 cm/s, en utilisant soit un modèle physique, soit un étalonnage préalable, sont très inférieures aux vitesses calculables à partir de modèles à potentiels de vitesses, qui malgré les hypothèses simplificatrices qu'ils impliquent, représentent assez bien la réalité. Mais la présence du capteur entraînant la formation à sa surface d'une "couche limite" de grains, les vitesses qui interviennent dans les expériences que nous avons décrites, représentent davantage les vitesses d'agitation des grains au sein de leurs "cages" que la vitesse de déplacement d'ensemble de ces cages.

II.5 - ETUDE DU LIT BULLANT NATURELLEMENT

Nous avons ensuite cherché à recueillir des informations sur le mouvement des particules au sein d'un lit fluidisé bullant librement en utilisant une technique en tout point semblable à celle qu'avait utilisée BORDET (46,47) et par un traitement mathématique analogue de l'histogramme des amplitudes des alternances positives émises par le capteur, d'obtenir la vitesse quadratique moyenne d'agitation des grains.

II.51 - Distribution statistique de l'amplitude des pics

Cette étude a été réalisée avec le capteur I qui est décrit en annexe n° 3. Le capteur étant immergé dans le lit fluidisé, avec sa surface sensible verticale, on enregistre le spectre de distribution des amplitudes des impulsions émises pendant une durée déterminée. Après avoir effectué les corrections nécessaires, on calcule le canal moyen de la distribution, soit $\bar{I}$, (cf figure 29).

On obtient alors l'énergie cinétique moyenne normale à la surface de détection par :

$$E_x = \frac{\bar{I}}{G.K.p} \quad (30)$$

où G est le gain total de la chaîne de mesure, p la pente de conversion de l'analyseur et K la constante d'étalonnage du capteur.

On calcule ensuite la composante horizontale de la vitesse quadratique moyenne d'agitation des grains par :

$$E_x = \frac{1}{2} m \bar{V}_{sx}^2 \quad (31)$$

Enfin, le nombre total d'impulsions détectées est assimilé au nombre de particules ayant frappé la surface de détection pendant la période de comptage, ce qui permet de calculer le nombre de chocs par unité de surface de détection et de temps.

Nous avons réalisé de telles expériences dans un lit fluidisé de 35 cm de haut (avant fluidisation). Nous appellerons Z la cote du capteur au-dessus du distributeur du lit fluidisé et r sa distance au centre du lit. Nous avons obtenu les résultats suivants :

a) Expérience à différentes valeurs de Z dans l'axe du lit et u variable

Z = 35 cm

u cm/s	3,85	4,45	4,88	5,19	5,73	6,03	5,48
$\frac{u}{u_{mf}}$	1,4	1,62	1,77	1,89	2,08	2,19	2
N cm ² .s	476	440	1726	4482	5486	6048	3184
$\bar{I}$	55	113	108,5	71,5	77,4	90	100
$\bar{E} \cdot 10^{-14}$ J	18,3	37,6	36,3	23,8	25,9	30	33,2
$\bar{V}_{sx}^2$ m ² /s ² .10 ⁻⁶	73,9	151,9	146,6	96,15	104,6	121,2	134,1
$\sqrt{\bar{V}_{sx}^2}$ cm/s	0,86	1,23	1,21	0,98	1,02	1,1	1,16

Z = 25 cm

u cm/s	3,7	4,2	5,11	6,02	6,7	7,33	8,75
$\frac{u}{u_{mf}}$	1,34	1,53	1,86	2,19	2,44	2,66	3,16
N/cm ² .s	389	332	2156	2898	4854	4526	7277
$\bar{I}$	51	62	136	184	73	85	96
$\bar{E} \cdot 10^{-14}$ J	17	20,66	45,33	61,33	24,33	28,33	32,00
$\bar{V}_{sx}^2 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$	68,68	83,4	183,1	247,77	98,29	114,4	122,92
$\sqrt{\bar{V}_{sx}^2}$ cm/s	0,83	0,91	1,35	1,53	0,97	1,07	1,11

Ces résultats se trouvent résumés sur les figures 30 et 31. Remarquons que si le nombre de chocs par unité de surface et de temps semble croître assez régulièrement avec la vitesse, la vitesse quadratique moyenne des particules varie d'une manière assez désordonnée, tout en restant voisine de 1 cm/s.

Nous avons également étudié comment varient N et $\bar{E}_x$ à une cote donnée Z = 35 cm et à différentes distances du centre du lit.

b) Z = 35 cm ; $u/u_{mf} \neq 2$, r variable

r cm	- 12	- 8	- 4	0	4	8	12
N	658	1109	1636	794	741	1765	2745
$\bar{I}$	290	247	174	126	75	77	76
$\bar{E} \cdot 10^{-14}$	58	82,5	96,5	42	25	25,7	22
$\bar{V}_{sx}^2 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}^2$	234	333	389,8	169,6	101	103,8	88,88
$\sqrt{\bar{V}_{sx}^2}$ cm/s	1,53	1,82	1,91	1,3	1	1,2	0,94

Nous observons encore une variation désordonnée des grandeurs N et $\bar{E}_x$.

Nous avons d'autre part, constaté une grande irréproductibilité des mesures, tout au moins en ce qui concerne les valeurs de N . Ainsi nous avons obtenu, pour $u/u_{mf} = 2,08$; $Z = 35$ cm ; $r = 0$; $N = 5486$ et dans des conditions identiques ($u/u_{mf} \neq 2$) $N = 794$ soit environ 10 fois moins : il est bien évident que de telles valeurs ne peuvent être prises en considération.

Il existe de nombreuses limites à la signification de telles expériences :

- les énergies cinétiques moyennes des particules dans la direction horizontale sont très faibles, de l'ordre de 10^{-14} joules, ce qui nous oblige à amplifier considérablement (10^6 fois) les signaux émis par le capteur ; dans ces conditions, des phénomènes externes tels que les vibrations, les parasites d'origines électriques peuvent perturber les mesures à notre insu ; ceci expliquerait les irréproductibilités rencontrées.

- nous utilisons pour calculer $\bar{E}_x$ à partir de l'amplitude moyenne des impulsions émises par le barreau piézoélectrique, le coefficient d'étalonnage obtenu en laissant tomber des billes de verre calibrées sur la surface de détection (cf annexe n° 4). Il est probable que ces conditions sont différentes des conditions opératoires dans le lit fluidisé, où l'élasticité des collisions semble en particulier difficile à admettre.

De plus, nous avons utilisé, pour calculer $\sqrt{\bar{V}_{sx}^2}$, la masse de la particule ayant le diamètre moyen de la distribution granulométrique, ce qui n'est qu'une approximation.

Il faut également tenir compte du phénomène étudié lui-même. En effet, pour calculer un nombre de chocs par unité de surface et de temps, il faut considérer le lit fluidisé comme une phase homogène et admettre que l'on enregistre des chocs pendant toute la durée du comptage. Pour calculer la vitesse quadratique d'agitation des grains, il faut bien admettre que les grains se déplacent individuellement. Ces deux hypothèses de base sont valables dans des lits fluidisés liquide-solide [47], mais ne le sont certainement pas en fluidisation gaz-solide. On sait en effet que ces systèmes se composent de deux phases distinctes, la phase bulle ne contenant pratiquement pas de particules, et la phase émulsion de porosité égale à la porosité au minimum de fluidisation ; il est bien évident que la réponse du capteur sera différente selon qu'il se trouve dans l'une ou l'autre phase.

L'interprétation de ces résultats pose également quelques problèmes. Si, en liquide-solide, rien ne s'oppose à une analogie formelle entre le mouvement des particules et le mouvement des molécules dans la "théorie cinétique des gaz", il n'en va pas de même en fluidisation gaz-solide :

- le rapport du libre parcours moyen des particules à leur diamètre est faible, alors qu'il est très élevé pour les gaz ;

- les collisions entre particules et aux parois ne sont pas complètement élastiques, comme le montrent les observations faites par MASSIMILA [22] à la paroi ;

- Enfin, un gaz en équilibre est homogène, alors qu'un lit fluidisé gaz-solide est par nature hétérogène.

Cet écart à la théorie cinétique des gaz a des conséquences fâcheuses au niveau de la correction, due au manque de sensibilité de l'analyseur aux impulsions de faibles amplitudes, que l'on fait subir à l'histogramme des amplitudes des impulsions.

En effet, obtenir cette zone de faible sensibilité par extrapolation à partir des canaux suivants en supposant que la distribution est exponentielle, c'est, déjà au niveau des corrections, admettre que la théorie cinétique des gaz s'applique, alors que ses hypothèses ne sont pas satisfaites.

Il est curieux de constater que, malgré ces lacunes pratiques et théoriques, les vitesses quadratiques moyennes que nous calculons sont comparables aux vitesses moyennes mesurées par MORI et NAKAMURA (20), soit de l'ordre de 1 cm/s.

II.52 - Variation de la densité de chocs

On peut mettre en évidence l'influence de l'hétérogénéité du système sur les informations fournies par le capteur, en utilisant le sélecteur multi-canaux en "taux de comptage" (cf annexe (3)). On enregistre, en fonction du temps, le nombre d'impulsions émises par le capteur pendant des intervalles de temps Δt successifs de 2 ms. On constate que la réponse du capteur se compose d'une succession de vagues séparées par des périodes de non-comptage (cf figure 32). On constate également que la fraction de temps pendant laquelle le capteur émet des impulsions est une fonction croissante de la vitesse de fluidisation comme le montre le tableau ci-après :

u/u_{mf}	3,61	3,03	2,11	1,86	1,69	1,37	1,15
Fraction de temps de comptage f	50 %	51 %	45 %	41 %	34,6 %	27,3 %	20 %
Fréquence F d'apparition des vagues	6	7	6	6	5	5	4

Ces valeurs sont obtenues sur 10 balayages successifs des 800 canaux de l'analyseur, à raison de 2 ms par canal, soit sur 16 sec, le capteur étant situé à $r=0$ et $Z=35$ cm.

Ces expériences sont à rapprocher des résultats obtenus par MICKLEY et FAIRBANKS (38,39) qui, à partir de mesures de coefficients de transfert de chaleur entre le lit et une paroi, ont montré que la surface de

transfert est bombardée par des paquets de grains à une fréquence comparable à la fréquence d'apparition de nos vagues, ces paquets de grains étant projetés par des bulles passant à une distance suffisamment courte de la surface.

II.53 - Conclusion

Ces expériences, en raison des imperfections de notre chaîne de mesure, ne nous permettent pas de conclure quant à la forme de la distribution des composantes horizontales de la vitesse des particules.

Nous ne sommes pas sûrs de mesurer uniquement la vitesse des particules perpendiculairement à la surface de détection, puisque nous avons montré que le frottement de particules sur cette surface provoque également l'émission d'impulsions de potentiel.

Nous obtenons des vitesses quadratiques moyennes de l'ordre de 1 cm/s, soit très voisines des vitesses obtenues dans les expériences réalisées avec des bulles uniques. Il est toutefois difficile d'admettre que le mouvement d'ensemble des paquets de particules projetés par les bulles n'ait que peu d'influence sur l'information émise par le capteur, et que seule soit prise en compte la vitesse de vibration des particules au sein de "leurs cages".

II.6 - CONCLUSION GENERALE

L'ensemble des conclusions qu'il est possible de tirer des mesures effectuées grâce au capteur piézo-électrique dans un lit fluidisé gaz-solide sont loin d'avoir la rigueur de celles qui ont été obtenues dans un lit fluidisé homogène liquide-solide.

Le caractère aléatoire des propriétés du lit fluidisé bullant librement et la compacité de la phase émulsion ne nous ont pas permis de tirer des conclusions quantitatives, par analogie avec la théorie cinétique des gaz, des études effectuées dans ce lit. Elles ont néanmoins permis d'obtenir l'ordre de grandeur de la vitesse horizontale moyenne des particules et ont mis en évidence la possibilité d'utiliser ce type de capteur pour accéder à la fréquence de passage des bulles en un point donné du lit, et cette fréquence est l'un des points essentiels des modèles qui doivent permettre de calculer plus précisément les réacteurs industriels. On pourrait très certainement utiliser un capteur de ce type pour étudier d'une manière plus approfondie les "paquets" de grains dont certains auteurs ont supposé l'existence en fluidisation liquide-solide (47).

Dans les expériences réalisées sur des bulles injectées artificiellement, le capteur piézo-électrique s'est révélé un outil d'emploi commode, mais beaucoup reste à faire pour en tirer des informations fines sur les mouvements individuels des grains. En revanche, les mouvements d'ensemble de la

phase émulsion induits par le passage de la bulle sont beaucoup plus accessibles. D'autre part, les valeurs expérimentales de la variation de pression due au passage de la bulle recourent d'une manière satisfaisante les prévisions théoriques du modèle à potentiel de vitesse.

SYMBOLES

b_o	Distances entre les centres des particules supposées sphériques lorsque le lit est fixe
b	Même grandeur lorsque le lit est au minimum de fluidisation
C_s	Concentration des particules marquées (nombre de particules/unité de volume)
D_{sa}, D_{sr}	Coefficients de dispersion axiale et radiale des particules
d_B	Diamètre de bulle
d_{BR}	Diamètre de bulle calculé d'après les observations de ROWE
d_c	Diamètre du nuage
$\bar{E}_x$	Energie cinétique moyenne horizontale des particules (Joules)
g	Accélération de la pesanteur
G	Gain de la chaîne de mesures
H	Distance verticale du capteur au centre de la bulle
I	Intensité de vague (nombre de chocs pendant Δt)
J	Flux massique de solide en circulation
K	Constante d'étalonnage du capteur I en énergie cinétique
L	Distance horizontale du capteur à la trajectoire de la bulle
m	Masse de la particule de diamètre moyen
n	Nombre de particules par unité de volume
N	Nombre de chocs par cm^2 de surface sensible et par seconde
$\Delta N_{\Delta t}$	Nombre de chocs enregistrés pendant la période Δt
p	Pente de conversion de l'analyseur (canaux/volts)
ΔP_f	Variation de la pression due au gaz
ΔP_p	Variation de la pression due aux particules
R_b	Rayon de la bulle
S	Aire de la surface de détection
Δt	Temps pendant lequel on enregistre le nombre d'impulsions émises
t	Temps
u	Vitesse du gaz
u_{br}	Vitesse d'ascension d'une bulle unique
u_b	Vitesse d'ascension d'un essaim de bulle

u_e	Vitesse absolue du gaz dans l'émulsion
u_f	Défini par $u_f = u_{mf}/\epsilon_{mf}$
u_{mf}	Vitesse minimum de fluidisation
V_{sx}	Vitesse horizontale des grains
V_{sy}	Vitesse verticale des grains
x	Distance interparticulaire
z	Distance du capteur à l'injecteur
Z	Distance au distributeur
α	Fraction de volume de bulle occupée par le sillage
δ	Fraction de section droite de lit occupée par les bulles
ϵ	Porosité moyenne du lit
ϵ_f	Porosité du lit fixe
ϵ_{mf}	Porosité du lit au minimum de fluidisation
ρ_a	Masse volumique apparente des particules
τ	Durée de vague

BIBLIOGRAPHIE

- 1 P.N. ROWE, B.A. PARTRIDGE, A.G. CHENEY, G.A. HENWOOD, E. LYALL -
"The mechanisms of solids mixing in fluidised beds" - Trans.
Instn. Chem. Engrs., Vol. 43 (1965) T 271
- 2 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Bubbling bed model. Model for the flow of gas through a fluidised bed" - I.E.C. fundamentals 7 (1968) 446
- 3 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Fluidization Engineering" - J. Wiley & Sons, New-York 1969
- 4 J.F. DAVIDSON et D. HARRISON -
"Fluidized particles" - Cambridge University Press 1963
- 5 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Bubbling bed model for kinetic Processes in fluidized beds" -
I.E.C. Fundamentals 7 (1968) 481
- 6 D. KUNII, K. YOSHIDA, O. LEVENSPIEL -
"Axial movement of solids in bubbling fluidized beds" -
J. Chem. E. Symp. séries n° 30 (1968) 79
- 7 R. TOEI, R. MATSUNO, Y. NAGAI -
"The motion of particles caused by a bubble in gas-solid fluidised bed" - Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University, vol. XXVIII, part. 4 (1966) 428
- 8 P.N. ROWE et B.A. PARTRIDGE
"Particle movement caused by bubbles in a fluidised bed" -
London (1962) p. 136
- 9 E. LYALL - "The photography of bubbling fluidised beds" - British Chem.
Eng. 14, n° 4 (1969) 501
- 10 L. MASSIMILA -
Communication personnelle
- 11 P.N. ROWE et B.A. PARTRIDGE -
"Gas flow through bubbles in a fluidized bed" - Chem. Eng. Sci. 18 (1963) 511
- 12 P.N. ROWE, B.A. PARTRIDGE et E. LYALL -
"Cloud formation around bubbles in gaz fluidized beds" - Chem.
Eng. Sci. 19 (1964) 973
- 13 H. REUTER -
"Druck Verteilung um Blasen im Gas-Feststoff Fließbett" - Chem.
Ing. Tech. 35 (1963) 98
- 14 J.S.M. BOTTERIL, M.H.D. BUTT, G.L. CAIN, R. CHANDRASEKHAR, J.R. WILLIAMS -
"Enhanced Heat transfert by the control of particle circulation
past heat transfer surfaces in gas-fluidised beds" - Proc. of
the Int. Symp. on fluidization A.H.H. Drinkenburg Eindhoven
(1967) p. 458

- 15 A.H.H. DRINKENBURG -
"Heat transfert and solid movement in a gas-fluidized bed" -
Proc. Of the Int. Symp. on fluidization A.H.H. Drinkenburg
Eindhoven (1967) p. 468
- 16 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Lateral dispersion of solids in fluidised beds" - J. of Chem.
Eng. of Japan, vol. 2, n° 1 (1969) p. 122
- 17 D. KUNII, K. YOSHIDA, O. LEVENSPIEL -
"Axial movement of solids in fluidised beds" - J. Chem. Eng.
Symp. Séries n° 30 (1968) 79
- 18 E. RUCKENSTEIN -
"Non homogenous fluidization" - I.E.C. vol. n° 1 (1966) 139
- 19 E. TALMOR et R.F. BENENATI -
"Solids mixing and circulation in Gas fluidized beds" - A.I.
Ch.E. journal 9 (1963) 536
- 20 Y. MORI et K. NAKAMURA -
"Particle movement in a gas-solid fluidised bed" - J. of
Chem. Eng. of Japan, vol. 1, n° 2 (1968) 185
- 21 N.B. KONDUKOV et coll. -
"An Investigation of the parameters of moving particles in a
fluidized bed by a radioisotopic method" - Int. Chem. Eng.
vol. 4, n° 1 (1964) 43
- 22 L. MASSIMILA et J.W. WESTWATER -
"Photographic study of solid-gas fluidization" - A.I.Ch.E.
journal, vol. 6, n° 1 (1960) 134
- 23 P.N. ROWE et K.S. SUTHERLAND -
"Solids mixing studies in gas fluidised beds. Part II : the
behaviour of deep beds of dense materials" - Trans. Instn.
Chem. Engrs. 42 (1964) T. 55
- 24 T. HAYAKAWA, W. GRAHAM, G.L. OSBERG -
"A resistance probe Method for determinig Local Solid. Parti-
cle Mixing rates in a Batch fluidized bed" - The Can. Journal
of Chem. Eng. 42 (1964) 99
- 25 W. MAY -
"Fluidised bed reactor studies" - Chem. Eng. Progr. 55, N° 12
(1959) 45
- 26 J.D. GABOR -
"Lateral Solids Mixing in fluidized-packed beds" - A.I.Ch.E.
journal, vol. 10, n° 3 (1964) 345
- 27 K.M.G. BOWLING et A. WATTS -
"Determination of particles residence time in a fluidized bed.
Theoretical and practical study" - Australian J. of Applied
Science, vol. 12, n° 4 (1961) 413
- 28 J. VILLERMAUX -
"Introduction à la théorie des réacteurs chimiques" - Cours
I N P, Nancy

- 29 J. VERLOOP, L.H. de NIE, P.M. HEERJES -
"The residence time of solids in Gas fluidised beds" - Powder
technology 2 (1968/69) 32
- 30 W. BROTZ - "Transport processes in fixed and fluidized beds of solids" -
Chem. Ing. Tech. 28 (1956) 165
- 31 Y. MORI et K. NAKAMURA -
"Solid mixing in fluidized bed" - Chem. Eng. of Japan 29 (1965)
868
- 32 H. LITTMAN -
"Solids mixing in straight and tapered fluidized beds" - A.I.
Ch.E. journal 10 (1964) 924
- 33 J.H. DE GROOT -
"Scaling up of gas-fluidised beds reactors" - Proc. Intern.
Symp. Fluidisation A.H.M. Drunkenburg Netherland Univ. Press
1967 p.
- 34 I.A. BUROVOI et G.T. SVETOZAROVA -
"The determination of mixing coefficients in fluidized bed
reactors" - Int. Chem. Eng. 5 (1965) 711
- 35 D.R. MORRIS, K.E. GUBBINS, S.B. WATKINS -
"Residence time studies in fluidised and moving beds with
continuous. Solids flow" - Trans. of the Instn. Chem. Engrs.
42 (1964) T. 323
- 36 S.R. TAILBY et M.A.T. COCQUEREL -
"Some studies of solids mixing in fluidized beds" - Trans.
Instn. Chem. Engrs. 39 (1961) 195
- 37 G. JINESCU, L. TEOREANU, E. RUCKENSTEIN -
"The mixing of solid particles in a fluidized bed" - Can. Jl.
of Chem. Engrs. 44 (1966) 73
- 38 M.S. MICKLEY et D.F. FAIRBANKS -
"Mechanism of heat transfer to fluidized beds" - A.I.Ch.E.
journal 1, n° 3 (1955) 374-84
- 39 H.S. MICKLEY, D.F. FAIRBANKS et R.D. HAWTHORN -
"The relation between the transfer coefficient and thermal
fluctuations in fluidized bed heat transfer" - Chem. Eng. Prog.
Symp. Series n° 32, vol. 57 (1962) p. 51
- 40 R. JACKSON -
"The Mechanics of fluidised beds" - Trans. Instn. Chem. Eng.
41 (1963) 13, 22
- 41 R. JACKSON -
"The present status of fluid mechanical Theories of fluidiza-
tion" - Chem. Eng. Prog. Symp. Series 105, vol. 66 (1970) 1
- 42 J.D. MURRAY -
"On the mathematics of fluidization : Fundamental equations
and wave propagation" - J. Fluid. Mechanics, vol. 21, 3 (1965)
465
- 43 J.D. MURRAY -
"On the mathematics of fluidization : Steady motion of fully
developped bubbles" - J. Fluid. Mechanics vol. 22, 1 (1965) 57

- 44 J.D. MURRAY -
"Mathematical aspects of bubble motion in fluidised beds" -
Chem. Eng. Prog. Symp. Series 62 (1966) 71
- 45 J.D. GABOR -
"Wall effects on fluidized particle movement in a twodimen-
sionnal column" - Proc. of the intern. Symp. on fluidization
Eindhoven Neth. Univ. Press Amsterdam 1967
- 46 J. BORDET, O. BORLAI, F. VERGNES et P. LE GOFF -
"Direct measurement of the kinetic Energy of particles and
their frequency of collision against a wall in a liquid solid
fluidised bed" - Tripartite Chem. Eng. Conference Montreal
Sep. 1968, paper 39 a
- 47 J. BORDET -
"Mesures statistiques de la vitesse des grains fluidisés par
un liquide ; relation avec le transfert de matière" - Thèse
Nancy 1970
- 48 P.N. ROWE et R. MATSUNO -
"Single bubbles injected into a gas fluidised bed and obser-
ved by X-rays" - Chem. Eng. Science, vol. 26 (1971) 923
- 49 H. LITTMAN et G.A.J. HOMOLKA -
"Bubble rise velocitics in two-dimensionnal gas-fluidised
beds from Pressure measurements" - Chem. Eng. Prog. Symp.
Series 105, vol. 66 (1970) 37
- 50 P.M. HEERTJES, J. VERLOOP, R. WILLEMS -
"The measurement of local mass flow rates and particle Velo-
cities in fluid-solids flow" - Powder technology 4 (1970/71)
38-40
- 51 R.M. DAVIES et Sir G. TAYLOR -
"The mechanics of large bubbles rising through extended
liquids and through liquids in tubes" - Proc. Roy. Soc. A
200 (1950) 375
- 52 E. RUCKENSTEIN -
"Homogeneous fluidization" - I.E.C. fundamentals vol. 3, n° 3
(1964) p. 260
- 53 A.B. BASSET -
"A treatise on hydrodynamics" - Dover 1961

DEUXIEME PARTIE

ETUDE EN REGIME STATIONNAIRE DE LA DISPERSION
DE TRACEURS GAZEUX DIFFEREMMENT ADSORBABLES

-:-:-

PLAN

INTRODUCTION

I - LES EQUATIONS DE LA DIFFUSION APPLIQUEES AUX LITS FLUIDISES GAZ-SOLIDE

I.1 - Dispersion d'un traceur émis par une source ponctuelle

I.2 - Dispersion d'un traceur émis par une source plane

I.3 - Influence de l'adsorption du traceur sur les particules

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX DISPONIBLES DANS LA LITTERATURE

II.1 - Dispersion radiale du gaz

II.2 - Dispersion axiale du gaz

II.3 - Dispersion des particules

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS EN DISPERSION RADIALE

III.1 - Résultats

III.2 - Discussion

IV - EXPERIENCES DE RETRODISPERSION AXIALE

IV.1 - Résultats

IV.2 - Discussion - Essai d'interprétation

CONCLUSION

DEUXIEME PARTIE

ETUDE EN REGIME STATIONNAIRE DE LA DISPERSION DE TRACEURS GAZEUX DIFFEREMMENT ADSORBABLES

-:-:-

Afin d'obtenir des informations sur l'état de mélange macroscopique des particules dans notre lit fluidisé, nous avons utilisé la technique qui consiste à étudier et à comparer les coefficients caractérisant la dispersion de gaz traceurs différemment adsorbables sur ces particules.

Cette méthode implique un double choix :

- choix d'une technique expérimentale d'étude de l'état de mélange de la phase gazeuse
- choix d'un modèle mathématique dans lequel l'influence de l'adsorption du traceur sur les particules s'introduise naturellement.

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible d'interpréter le mélangeage de la phase dense d'un lit fluidisé gaz-solide par des coefficients de dispersion - analogues à des coefficients de diffusion - axiaux et radiaux, bien que le mécanisme de ce mélangeage ne soit pas purement diffusionnel. C'est pourquoi il nous a semblé logique d'utiliser, un modèle analogue à deux paramètres pour le mélangeage du gaz.

Il y a, classiquement, deux moyens d'obtenir les valeurs de ces deux paramètres que nous appellerons coefficients de dispersion, axiaux et radiaux :

- par l'étude de la réponse du lit fluidisé à une perturbation caractéristique de la concentration en traceur du gaz de fluidisation,
- par l'étude de la concentration locale, en régime stationnaire, d'un gaz traceur émis en permanence par une source judicieusement placée à l'intérieur du lit.

Nous avons choisi cette dernière méthode en raison de sa simplicité, en particulier, elle n'exige pas de l'appareil d'analyse du gaz prélevé un temps de réponse réduit. Ceci nous a permis d'utiliser une cellule de catharomètre à "diffusion totale", peu sensible aux fluctuations de pression dues au passage des bulles sur la buse d'aspiration placée dans le lit.

I - LES EQUATIONS DE LA DIFFUSION APPLIQUEES AUX LITS FLUIDISES GAZ-SOLIDE

Depuis une dizaine d'années, de nombreux auteurs tels que VAN DEEMTER (1), MIREUR et BISCHOFF (2), ORCUTT et coll. (3), KRAMBECK et coll. (4), KUNII et LEVENSPIEL (5), ont proposé des modèles de lit fluidisé à deux ou trois phases tous plus ou moins tirés du modèle de MAY (6). Ces modèles, qui tiennent compte de l'hétérogénéité des lits fluidisés gaz-solide constituent incontestablement une approche réaliste du problème. Cependant, certains paramètres importants de ces modèles, et en particulier le diamètre des bulles en tout point du lit sont difficilement accessibles à l'expérience.

En fait, le modèle le plus simple à utiliser consiste à considérer le lit fluidisé comme un système monophasique, dans lequel la vitesse du gaz en tout point est égale à la vitesse moyenne, et à caractériser le mélangeage du gaz et des particules par des coefficients de dispersion axiaux et radiaux (7 - 17).

I.1 - DISPERSION D'UN TRACEUR EMIS PAR UNE SOURCE PONCTUELLE

Soient D_{AG} le coefficient de dispersion axial global du gaz et D_{RG} le coefficient de dispersion radiale. La dispersion d'un traceur émis d'une manière continue à partir d'une source ponctuelle située sur l'axe d'une colonne cylindrique obéit à l'équation différentielle suivante, qui traduit un bilan de matière sur un petit élément de volume de lit, en coordonnées cylindriques.

$$D_{RG} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + D_{AG} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} = u \frac{\partial C}{\partial z} \quad (1)$$

où r est la coordonnée radiale

z est la coordonnée axiale (soit la distance verticale au plan contenant la source ponctuelle)

C est la concentration au point de coordonnées (r, z)

et u la vitesse moyenne du fluide en fût vide.

Les conditions aux limites sont

$$- z = -\infty \quad C = 0$$

$$- r = R \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0$$

- la "source" a un débit constant q

L'équation (1) a été résolue par KLINKENBERG et coll. (18). La concentration réduite C/C_∞ (C_∞ étant la concentration en traceur après mélange total avec l'air de fluidisation) sur l'axe de la colonne a pour expression, pour $z > 0$

$$\frac{C}{C_\infty} = 1 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp \frac{z}{R} Pe_A \left(\frac{1}{2} - \left[\frac{1}{4} + \frac{n^2}{Pe_A Pe_R} \right]^{1/2} \right)}{\left[\frac{1}{4} + \frac{\alpha_n^2}{Pe_A Pe_R} \right]^{1/2} J_0^2(\alpha_n)} \quad (2)$$

avec $Pe_A = \frac{uR}{D_{AG}}$, $Pe_R = \frac{uR}{D_{RG}}$, α_n racine $n^{ième}$ de $J_1(\alpha_n) = 0$ et J_0 la fonction de Bessel du 1er genre d'ordre zéro.

L'intégration de l'équation (1) suppose, pour arriver à la relation (2) que D_{RG} et D_{AG} sont constants dans tout le système.

Cette expression de la concentration réduite a été utilisée par SCHÜGERL (7), KUNII et coll. (19) dans des lits fluidisés gaz-solide ; il apparait que, si C/C_∞ dépend fortement de Pe_R , elle est peu sensible aux variations de Pe_A . KUNII et coll. (19), en particulier, montrent que, à Pe_R constant, les concentrations réduites calculables en faisant $Pe_A/Pe_R = 5, 10$ ou 20 diffèrent d'environ 6 % ; à la précision habituelle des mesures de C/C_∞ , il est impossible de calculer simultanément Pe_A et Pe_R . Seul Pe_R est accessible par résolution de l'équation (1).

D_{AG} ayant peu d'influence sur la dispersion à partir d'une source ponctuelle, il est préférable d'obtenir D_{RG} par une autre méthode, à partir d'une expérience identique.

HANRATTY, LATINEN et WILHLEM (20) ont abouti à l'expression suivante pour la concentration réduite sur l'axe

$$\frac{C}{C_\infty} = 1 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left(- \frac{\beta_n^2}{2} x^2 \right) \frac{1}{J_0^2(\beta_n R)} \quad (3)$$

où x^2 est le déplacement quadratique moyen horizontal des éléments de traceur à partir du point source et $(\beta_n R)$ la $n^{ième}$ racine de $J_1(\beta_n R) = 0$. Le coefficient de dispersion radiale est lié à x^2 par la relation

$$D_{RG} = \frac{u}{2} \frac{dx^2}{dz} \quad (4)$$

Cette méthode suppose également que la distribution des vitesses est uniforme dans une section droite de la colonne. Elle tient compte de la réflexion possible des éléments de gaz traceur sur les parois de la colonne, mais néglige l'influence de la dispersion axiale ; enfin elle ne suppose nullement que D_{RG} soit constant.

Cette technique a été très utilisée en raison de sa simplicité et en particulier par BAERNS (8,9), SCHÜGERL (7), WINTER (10).

I.2 - DISPERSION D'UN TRACEUR EMIS PAR UNE SOURCE PLANE

Lorsque le gaz traceur est introduit au sommet du lit fluidisé de telle manière que sa concentration dans le plan de l'injection soit uniforme, la concentration à la distance z en amont de cette source est solution de

l'équation de la diffusion à une seule dimension.

$$D_{AG} \frac{d^2C}{dz^2} - u \frac{dC}{dz} = 0 \quad (5)$$

avec les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} z = 0 & \quad C = C_0 \\ r = -\infty & \quad C = 0 \end{aligned}$$

La solution de l'équation (5) est donc

$$C = C_0 \exp (u z / D_{AG}) \quad (6)$$

relation qui permet d'obtenir D_{AG} à partir d'un profil expérimental de concentration.

Remarquons que, dans des colonnes de grand diamètre, et pour des vitesses élevées de fluidisation, la concentration n'est pas uniforme dans une section droite à la distance z de la source ; il est alors nécessaire de calculer la concentration moyenne à cette même cote z .

Cette méthode a été jusqu'à présent utilisée par YOSHIDA et coll. (21), LATHAM et POTTER (22) et MIYAUCHI et coll. (12) dans le but d'obtenir par l'intermédiaire de D_{AG} , certains paramètres de modèles à deux phases.

I.3 - INFLUENCE DE L'ADSORPTION DU TRACEUR SUR LES PARTICULES

Les particules solides d'un lit fluidisé sont violemment agitées par les bulles. Ces particules en mouvement peuvent contribuer au mélangeage du gaz selon deux mécanismes assez différents :

- chaque particule est entourée d'un film de gaz qui se déplace avec elle. Le gaz "piégé" dans les pores de la particule est lui aussi transporté
- si le gaz est adsorbable, il peut être transporté à l'état adsorbé

Pour pouvoir traiter ce problème simplement, il est nécessaire de faire les hypothèses suivantes :

- l'isotherme d'adsorption est linéaire ; cette hypothèse est justifiée si la concentration du traceur reste faible,

- l'équilibre d'adsorption-désorption est réalisé instantanément

- le transport du gaz par diffusion à l'intérieur de la particule est rapide. On peut estimer le temps nécessaire à ce que l'équilibre entre la concentration en traceur moyenne dans une particule de diamètre d_p et le gaz extérieur soit réalisé par $t_e = \frac{d_p^2}{4D^*}$ si D^* est le coefficient de diffusion

effectif du traceur dans la particule (29). Pour des particules de 100μ et $D^* \approx 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$, on obtient $t_e \approx 10^{-4} \text{ sec}$, temps très inférieur au temps de

contact d'une particule du nuage avec le gaz contenu dans la bulle. Nous admettrons donc que, à chaque instant, la concentration C_s est liée à la concentration C_g dans la phase gazeuse par $C_s = m C_g$ où m est le coefficient de partage en (moles/volume de solide)/(moles/volume de phase gazeuse).

Si on affecte aux particules des coefficients de "diffusion", le flux diffusionnel global de traceur est la somme du flux diffusionnel en phase adsorbée et du flux diffusionnel en phase gazeuse. Si par exemple D_{SR} est le coefficient de dispersion radial des particules et ϵ la porosité moyenne du lit, on a

$$D_{RG} = \epsilon D_R + m(1-\epsilon) D_{RS} \quad (7)$$

où D_R est le coefficient de diffusion du gaz "libre".

Nous faisons de plus l'hypothèse que D_R est la somme du coefficient de diffusion moléculaire D et d'un coefficient de dispersion turbulente D_t indépendant de la nature du gaz.

Pour un gaz non adsorbable (He) nous avons, en négligeant le gaz piégé à l'intérieur des particules

$$D_{RG}(\text{He}) = (D_{\text{He}} + D_{tR}) \epsilon \quad (8)$$

et pour un gaz adsorbable (noté X)

$$D_{RG}(X) = (D_X + D_{tR}) \epsilon + m(1-\epsilon) D_{RS} \quad (9)$$

d'où on tire, en négligeant les coefficients de diffusion moléculaire,

$$D_{RS} = \frac{D_{RG}(X) - D_{RG}(\text{He})}{m(1-\epsilon)} \quad (10)$$

Cette méthode a été utilisée par MIYAUCHI et coll. (12).

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX DISPONIBLES DANS LA LITTERATURE

II.1 - DISPERSION RADIALE DU GAZ

A notre connaissance, seuls HIRAKI et coll. (19) ont mesuré le coefficient de dispersion radiale pour des gaz différemment adsorbables, l'hélium et le fréon. Ils ont montré que le coefficient de dispersion du fréon ($m = 8$) est plus élevé que celui de l'hélium.

Ces coefficients croissent avec $\frac{u}{u_{mf}}$. Tant que $\frac{u}{u_{mf}} < 1$, ces coefficients sont égaux aux coefficients de diffusion moléculaire. Pour

$$\frac{u}{u_{mf}} = 20, (D_{RG})_{Fr} = 75 \text{ cm}^2/\text{s} \text{ et } (D_{RG})_{He} = 40 \text{ cm}^2/\text{s}.$$

Ces auteurs n'ont pas fait varier la distance entre l'injecteur ponctuel et la buse d'aspiration.

BAERNS et coll. (8) ont travaillé avec du sable de quartz et montré que D_{RG} croît avec $\frac{u}{u_{mf}}$ (valeurs maximum observées = $22 \text{ cm}^2/\text{s}$), est approximativement constant dans tout le lit, et est d'autant plus élevé que les particules sont plus petites (à rapport $\frac{u}{u_{mf}}$ égal).

SCHÜGERL (8,9) et WINTER (10) ont abouti à des conclusions identiques, au moins en ce qui concerne les ordres de grandeur de D_{RG} , qui est toujours inférieur à environ $50 \text{ cm}^2/\text{s}$.

SCHÜGERL (17) et LENTZSCH (9) ont mis en évidence des variations de D_{RG} avec la distance au distributeur : D_{RG} passe par un maximum qui se déplace vers le fond du lit fluidisé quand la vitesse croît. Plus le rapport hauteur/diamètre est élevé, et plus D_{RG} décroît brutalement quand la distance au distributeur augmente. Enfin, D_{RG} reste compris entre 3 et $60 \text{ cm}^2/\text{s}$.

SCHÜGERL (15) a montré l'existence de zones de mélange dans lesquelles les coefficients de dispersion sont très différents, et conclu à l'impossibilité d'appliquer le modèle diffusionnel au mélangeage de la phase gazeuse (bien qu'il l'ait en fait utilisé pour définir les zones en question).

II.2 - DISPERSION AXIALE DU GAZ

A notre connaissance trois auteurs ont utilisé le rétro-mélangeage en régime stationnaire à partir d'une source plane pour obtenir le coefficient de dispersion axiale du gaz.

MIYAUCHI (12) a obtenu la corrélation suivante $D_{AG} = u \cdot 4(2R)^{0,8}$ à partir de ses résultats joints à ceux d'auteurs ayant travaillé en régime transitoire.

Cette corrélation est incomplète car elle ne fait en aucune manière intervenir la taille des particules.

YOSHIDA et coll. (21) ont montré que D_{AG} croît linéairement avec la vitesse de fluidisation et est d'autant plus élevé que les particules sont plus fines. D'une manière générale, la dispersion axiale (mesurée par rétro-mélangeage) est beaucoup plus importante que la dispersion radiale. Ainsi, avec $d_p = 60 \mu$, et $\frac{u}{u_{mf}} = 10$, les auteurs ont obtenu $D_{AG} = 500 \text{ cm}^2/\text{s}$, valeur qui conduit à $Pe_A = 0.4$; le lit fluidisé est alors très proche d'un mélangeur parfait.

LATHAM et POTTER (22) ont mis en évidence une vitesse critique

V_{cr} telle que $\frac{V_{cr}}{u_{mf}} = 3$ à laquelle commence le rétro-mélangeage. Rappelons que, d'après le modèle à bulles de KUNII et LEVENSPIEL (5), ce rétro-mélangeage doit devenir important pour $\frac{u}{u_{mf}} > 5$ environ. Ils ont également montré que le rétro-mélangeage est plus important le long des parois qu'au centre du lit ; là encore, D_{AG} croît très rapidement avec $\frac{u}{u_{mf}}$, pour atteindre des valeurs de l'ordre de $400 \text{ cm}^2/\text{s}$.

II.3 - DISPERSION DES PARTICULES

A notre connaissance, seuls MIYAUCHI et coll. (12) ont utilisé explicitement la dispersion de traceurs différemment adsorbables pour calculer le coefficient de dispersion axiale des particules. Ils ont corrélé leurs résultats et ceux d'autres auteurs par la relation $D_{SA} = 3,8(2uR)^{3/4}$. Personne n'a utilisé cette méthode pour obtenir le coefficient de dispersion radiale des particules.

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS EN DISPERSION RADIALE (cf fig. 34 à 38)

III.1 - RESULTATS

Le dispositif expérimental est décrit en annexe n° 5 (cf fig. 33). Nous avons opéré avec des particules d'alumine de 110μ de diamètre moyen. Pour une cote fixée de l'injecteur ponctuel au-dessus du distributeur, on trace le profil de concentration réduite C/C_∞ sur l'axe de la colonne. A partir de ce profil et par résolution numérique de l'équation (3), on trace le profil $(\bar{X}^2)$ vs (z) dont la pente en chaque point fournit la valeur du coefficient de dispersion radiale D_{RG} par la relation (4). Cette méthode ne donne une précision acceptable tant que C/C_∞ reste assez grand. En effet,

$\frac{d(\bar{X}^2)}{d(C/C_\infty)}$ croissant très rapidement quand $C/C_\infty \rightarrow 1$, l'incertitude sur X^2 augmente assez vite, ce qui devient catastrophique quand on mesure $\frac{d\bar{X}^2}{dz}$. C'est pourquoi nous avons calculé D_{RG} dans le bas du lit en plaçant l'injecteur à 5 cm du distributeur, et dans le haut du lit en plaçant l'injecteur à la cote $Z_0 = 17 \text{ cm}$. A chaque fois, nous prenons la valeur moyenne de la concentration (cf fig. 34).

Nous avons utilisé un lit fluidisé de hauteur égale à son diamètre et des vitesses telles que $0,5 < \frac{u}{u_{mf}} < 5,5$.

On constate (cf fig. 35) que, à assez forte vitesse, C/C_∞ tend assez rapidement vers 1, en même temps que l'amplitude des fluctuations de concentration décroît. Remarquons encore que ces fluctuations de concentration ne sont pas symétriques autour de la valeur moyenne du signal.

Nous avons obtenu les résultats suivants (cf fig. 37). On voit que, pour $u/u_{mf} < 1$, D_{RG} reste voisin de la diffusion moléculaire du traceur utilisé (0,71 cm²/s pour He, 0,15 cm²/s pour C₂H₄, valeurs obtenues en utilisant la relation de HIRSCHFELDER). Puis D_{RG} croît très rapidement avec la vitesse, restant dans tous les cas inférieur à 35 à 40 cm²/s.

A vitesse constante, D_{RG} décroît quand la distance z augmente, mais reste constant dans trois zones distinctes $Z < 10$ cm (zone I), $17 < Z < 25$ cm (zone II) et $28 < Z < 37$ (zone III).

On constate d'autre part que le coefficient de dispersion relatif à C₂H₄ est légèrement supérieur à celui de He. Ceci permet, dans chaque zone, de calculer le coefficient de dispersion radiale des particules à partir de la relation (10). Nous obtenons les valeurs ci-dessous (en cm²/s).

Zone u/u_{mf}	5,6	4,50	3,30	2,75	2,33
I	0,24	2,09	4,10	4,31	0,18
II	0	0,50	3,32	2,12	0
III	3,77	1,14	1,79	1,16	0

Ces valeurs de D_{SR} restent assez faibles. Il semble de plus difficile d'en dégager un sens de variation.

III.2 - DISCUSSION

A notre avis, se pose d'abord la question suivante : nous considérons le lit fluidisé comme un milieu homogène équivalent à un milieu hétérogène formé de deux phases distinctes ; les résultats que nous obtenons représentent-ils bien une moyenne spatiale sur l'ensemble des deux phases en présence ?

Si on admet que la probabilité pour que la buse d'échantillonnage se trouve dans une phase est proportionnelle à la fraction de volume de lit occupée par cette phase, la concentration dans le courant gazeux prélevé est, quelque soit la vitesse d'aspiration et la vitesse du gaz dans chaque phase, $\bar{C} = C_{gb}\delta + (1-\delta)C_{ge}$ où C_{gb} est la concentration en traceur dans la phase "bulles" et C_{ge} la concentration dans la phase émulsion au point étudié. δ , qui est ici la fraction de volume de lit occupée par les bulles peut être évaluée à partir de l'expansion du lit au-delà du minimum de fluidisation soit $\bar{\delta} = \frac{h - h_{mf}}{h}$. Dans notre cas, $\bar{\delta}$ est au plus de $\frac{42,7 - 35}{42,7} = 18 \%$.

Le problème se pose également au niveau de l'injecteur : le

débit de traceur injecté se répartit dans chaque phase proportionnellement à la fraction de volume occupée par chacune des phases. Or, dans chaque phase, il va se trouver dilué dans des débits proportionnels aux vitesses de l'air dans chacune des phases. Ainsi, pour $\delta = 20\%$ et $u/u_{mf} = 5$, nous avons en utilisant le diagramme de KUNII et LEVENSPIEL (5), $u_b/u_{mf} = 23,5$. Le rapport de la concentration dans la phase émulsion C_{ie} est donc

$$\frac{C_{ie}}{C_{ib}} = \frac{23,5 u_{mf} \cdot \delta}{u_{mf} (1-\delta)} \cdot \frac{1-\delta}{\delta} = 23,5$$

Une injection à l'intérieur du lit est donc en fait une injection dans la phase dense.

Ceci est évidemment une approximation ; en fait, δ n'est pas constant dans tout le lit, pour deux raisons essentielles :

- à u/u_{mf} constant δ augmente quand le diamètre moyen des bulles diminue ; δ est donc relativement important immédiatement au-dessus du distributeur et plus faible au sommet du lit (5),

- δ est plus élevé au centre du lit, là où la densité de bulles est la plus importante, qu'au voisinage de la paroi.

La représentation de l'échantillonnage va également varier avec l'endroit où il est effectué. Immédiatement au-dessus de l'injecteur, la concentration dans les bulles est pratiquement nulle : l'échantillonnage est donc principalement représentatif de l'émulsion. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur, il y a transfert entre la phase dense et la phase bulle, la concentration dans la phase émulsion diminue, ce qui se traduit par une diminution de la concentration moyenne, puisque la phase émulsion est échantillonnée préférentiellement.

Il ne faut donc pas accorder une trop grande signification à une interprétation des résultats par un modèle purement diffusif.

Les variations des coefficients de dispersion radiale du gaz mettent en évidence l'existence de trois zones assez distinctes, phénomène qui semble lié au comportement des bulles dans le lit.

Dans la zone I, aussitôt après leur formation, les bulles coalescent violemment, selon le mécanisme proposé par TOEI et MATSUNO (23). Quand cette coalescence a lieu entre bulles suivant des trajectoires parallèles et voisines, elle produit un mélangeage radial important du gaz et des particules au sein de la phase dense qui est alors le siège d'une grande turbulence.

Dans la zone II, les bulles coalescent peu. La dispersion radiale se fait par échange gazeux de bulle à bulle par l'intermédiaire de la phase dense, selon un mécanisme analogue à celui décrit par HIRAKI et coll. (19) dans lequel on néglige la résistance au transfert de l'émulsion.

La zone III est décrite par SCHÜGERL (15) comme une zone de mélangeage radial important, le gaz et les particules entraînés dans le sillage des bulles étant repris par l'émulsion descendant le long des parois, ce qui implique donc un transfert horizontal vers les parois. Nous trouvons au contraire que cette zone est caractérisée par une dispersion horizontale plus faible ; il convient cependant de noter que les valeurs obtenues dans la partie supérieure du lit sont entachées d'une incertitude plus importante, provenant de l'expression analytique de C/C_∞ en fonction de X^2 et de la proximité de la surface du lit ; à notre avis, nous ne pouvons guère avoir confiance que dans les valeurs obtenues dans la zone II.

Quant aux coefficients de dispersion des particules l'ordre de grandeur trouvé est compatible avec les résultats obtenus par les auteurs ayant opéré dans des conditions voisines des nôtres

Comparaison avec les modèles à deux phases

Il est difficile de rattacher simplement les valeurs des coefficients de dispersion radiale à des paramètres classiques de la fluidisation tels que la vitesse du gaz, la porosité moyenne du lit, le diamètre des bulles. Il est toutefois intéressant de comparer nos résultats aux prévisions théoriques du modèle à bulles proposé par KUNII et LEVENSPIEL (5).

Ce modèle conduit à l'expression de D_{RG} suivante :

$$D_{RG} = \frac{0,2 d_b^2}{\delta \left(\frac{1}{A} + \frac{\alpha}{B+mC} \right)} \quad (11)$$

avec $A = \frac{1}{D} + \frac{1}{B+mC}$

$$B = 6,78 \frac{D_{mf}(u_b - u_f)^{1/2} \left(1 + 2 \frac{u_f}{u_b} \right)^{1/2}}{d_b^3 \left(1 - \frac{u_f}{u_b} \right)} \quad (12)$$

$$C = 3 \frac{(1 - \epsilon_{mf}) u_{mf}}{1 - \delta} \frac{1}{d_b} \quad (13)$$

$$D = 4,5 \frac{u_{mf}}{d_B} + 5,85 \frac{D^{1/2} g^{1/4}}{d_B^{5/4}} \quad (14)$$

où δ est la fraction de section droite occupée par les bulles et α la fraction de volume de bulle occupée par le sillage.

δ est calculable ainsi que u_b à partir de d_B , diamètre de bulle à la cote

considérée.

Rappelons en effet que l'on a

$$u = \delta(u_b + 3u_{mf}) + (1-\delta)u_{mf} \quad \text{si } \frac{u_b \epsilon_{mf}}{u_{mf}} < 5$$

$$\text{et } u = \delta u_b + (1-\delta)u_{mf} \quad \text{si } \frac{u_b \epsilon_{mf}}{u_{mf}} > 5$$

$$u_b = u_0 - u_{mf} + 0.711 \sqrt{g d_B}$$

En l'absence de données expérimentales, nous avons calculé le diamètre d_B à l'aide de la relation de KOBAYASHI et coll. (28) regroupant les résultats de plusieurs auteurs, valable pour des distributeurs poreux, soit :

$$d_B = 1,4 \rho_a d_{PS} \left(\frac{u}{u_{mf}} \right)$$

En prenant $\alpha = 0,2$, $m = 10$ pour C_2H_4 et $m = 0$ pour He, nous avons calculé les coefficients de dispersion radiale des deux gaz à différentes cotes z au-dessus du distributeur ; sur la figure 39, nous avons porté les valeurs expérimentales et théoriques obtenues pour $u = 2,20$ cm/s. Si l'ordre de grandeur est le même, le sens de variation est complètement différent. Notons cependant que cette comparaison reste qualitative en raison de l'incertitude sur la valeur de d_B à chaque niveau. En utilisant ce même modèle à bulles, KUNII et LEVENSPIEL (29) ont obtenu l'expression théorique du coefficient de dispersion radiale des particules, soit

$$D_{RS} = \frac{3}{16} \frac{\delta}{1-\delta} \frac{u_{mf} d_B}{\epsilon_{mf}}$$

Nous avons porté sur la figure 40, les valeurs de D_{RS} obtenues à partir de ce modèle, qui suppose que la plus grande partie du mélangeage latéral se produit dans le sillage des bulles.

On voit que les ordres de grandeurs sont totalement différents.

Nous avons également comparé nos résultats aux valeurs de D_{RS} calculables à partir du modèle de RUCKENSTEIN (30) (cf annexe 2), modèle du type "marche au hasard" qui suppose que les bulles s'élèvent uniformément dans le lit et sont uniformément distribuées sur toute une section droite de colonne, qui conduit à :

$$D_{RS} = \frac{1,89}{g} \left\{ u_{mf} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_{mf}}{1 - \epsilon_{mf}} \right)^{1/3} + (u - u_{mf}) \left(\frac{1 - \epsilon_{mf}}{\epsilon - \epsilon_{mf}} \right)^{2/3} \right\}^3$$

On obtient ainsi

$\frac{u}{u_{mf}}$	5,5	4,50	3,30	2,75	2,33
ϵ	0,579	0,575	0,575	0,572	0,567
$D_{RS} \text{ cm}^2/\text{s}$	3,57	1,31	0,43	0,24	0,15

Les valeurs tirées de ce modèle, bien que constantes dans tout le lit sont plus proches de nos résultats expérimentaux. Remarquons que ce modèle ne fait pas la différence entre dispersion axiale et radiale.

IV - EXPERIENCES DE RETRODISPERSION AXIALE

IV.1 - RESULTATS

Nous avons opéré avec les mêmes particules que lors des expériences de dispersion radiale.

Les "sources planes" que nous avons utilisées se trouvent décrites en annexe n° 5. Nous réalisons ainsi, immédiatement sous la surface du lit, une concentration en gaz traceur uniforme à environ 10 % près, ce qui est acceptable compte tenu du diamètre relativement important de la colonne.

Nous opérons de la manière suivante : le débit en traceur de la source étant constant, on analyse le gaz à différentes distances z au-dessus et en-dessous de la source. A chaque cote, on détermine $C(z)$ à différentes positions sur un diamètre du lit. En vue d'utiliser la relation théorique $\text{Log } \frac{C}{C_\infty} = - \frac{u|z|}{D_{AG}}$, nous portons nos résultats en coordonnées semi-logarithmiques. Nous avons obtenu les résultats suivants

Dans la gamme de vitesse où nous avons travaillé, nous n'avons jamais mis en évidence de différences de concentrations entre différents points d'une même section droite, contrairement à LATHAM et POTTER (22). A basse vitesse u , on constate une décroissance exponentielle de la concentration en amont du plan source, la concentration en aval restant à peu près constante (cf fig. 41). Lorsque le lit est fixe au proche de l'état de fluidisation commençante, on retrouve approximativement la diffusivité moléculaire du traceur.

Par contre dès que u/u_{mf} atteint 2,5, il n'est plus possible à la précision des mesures de déterminer D_{AG} ; le lit fluidisé se comporte apparemment comme un mélangeur parfait : la concentration stationnaire en

gaz traceur est uniforme dans tout le système, même à quelques cm au-dessus du distributeur. Pour $H/D = 1$, D_{AG} varie comme le montre le tableau ci-dessous

u cm/s	0,78	1,14	1,49	1,66	1,70	1,76	2,02
u/u_{mf}	1	1,42	1,87	2,08	2,13	2,2	2,53
D_{AG} cm ² /s	0,44	0,5	0,65	4,34	4,92	10,1	très grand

Il devient dès lors impossible d'obtenir le coefficient de dispersion axiale des particules par la méthode que nous envisagions, la dispersion d'un traceur adsorbable ne pouvant être que plus importante encore que celle d'un traceur non adsorbable.

Si le caractère "bien mélangé", tout au moins pour les particules, est souvent admis, il n'a pas, à notre connaissance été mis en évidence pour le gaz, surtout à des vitesses aussi faibles que celles que nous avons utilisées.

Nous avons repris des expériences de ce type en faisant varier dans la limite de nos possibilités le rapport hauteur/diamètre du lit, pour $H/D = 1,5$ et 2, nous avons également mis en évidence une vitesse critique au-delà de laquelle le lit fluidisé se comporte comme un mélangeur parfait.

$$\text{pour } H/D = 1,5 \quad \frac{u_{cr}}{u_{mf}} = 2,48 \text{ à } 2,8$$

$$H/D = 2 \quad \frac{u_{cr}}{u_{mf}} = 2,1$$

Pour confirmer cet aspect parfaitement mélangé des lits fluidisés sur lesquels nous avons travaillé, nous en avons étudié la réponse à des "purgés-échelon" de traceur, le lit fluidisé étant saturé en traceur à l'aide de notre source plane type "râteau" (cf annexe 5) posé contre le distributeur, donc au fond du lit, la vitesse du gaz étant maintenue égale ou supérieure à la vitesse critique mise en évidence par les expériences réalisées en régime stationnaire. Nous avons réalisé ces expériences avec $H/D = 1,5$.

On constate que les réponses à des purges-échelon sont des exponentielles décroissantes (cf figure 43), ce qui est caractéristique d'un mélangeur parfait. La réponse théorique d'un mélangeur étant

$\frac{C}{C_{\infty}} = e^{-t/\tau_1}$, nous avons calculé τ_1 pour les vitesses étudiées, nous avons également étudié la réponse à des injections impulsions de Dirac (cf fig.44) Ce sont également des exponentielles décroissantes du type

$$\frac{C}{C_{\infty}} = + e^{-t/\tau_2}$$

Dans le tableau ci-dessous, nous avons porté, pour les différentes vitesses étudiées τ_1 , τ_2 , ainsi que les temps de passage apparent du gaz $\tau_3 = \frac{H \epsilon}{u}$ où H est la hauteur du lit.

u cm/s	2,16	2,54	3,02	3,46	3,87	4,34
H_{lit} cm	61	61-62	61-62	61-62	62	62-63
ϵ	0,57(2)	0,57(5)	0,57(5)	0,57(5)	0,57(9)	0,57(9)
τ_1 sec	26,9	24,5	19,3	16,3	14,3	13,05
τ_2 sec	24,4	22,3	18,7	15,65	14,1	13,55
τ_3 sec	16,2	13,7	11,7	10,2	9,15	8,36

Nous constatons que ces "temps de séjour moyen" τ_1 et τ_2 sont nettement supérieurs au temps de passage apparent du gaz. τ_1 et τ_2 ne sont par contre pas très différents.

IV.2 - DISCUSSION - ESSAI D'INTERPRETATION

L'existence d'une vitesse critique u_{cr} telle que $\frac{u_{cr}}{u_{mf}} \neq 2$ correspondant à une augmentation brutale du coefficient de rétrodispersion d'une valeur mesurable à une valeur non-mesurable parce que trop élevée est surprenante et contraire aux résultats obtenus par d'autres auteurs, LATHAM et POTTER (22) en particulier, qui ont mis en évidence l'existence d'une vitesse critique $\frac{u_{cr}}{u_{mf}} \neq 3$ à laquelle commence le rétromélangeage, qui ensuite augmente d'une manière régulière. De même, MIYAUCHI (12), YOSHIDA et coll. (21) n'ont pas mis une telle discontinuité en évidence pas plus que tous ceux qui ont étudié la dispersion axiale par l'intermédiaire de la DTS du gaz.

Le fait que le lit fluidisé semble parfaitement mélangé axialement sans l'être radialement est encore plus surprenant. A notre avis, ceci ne peut s'expliquer que par des considérations hydrodynamiques, tenant compte du rôle joué par les bulles, particulières à notre lit fluidisé.

Nous avons vu que tout lit fluidisé gaz-solide est le siège d'un mouvement de circulation des particules induit par les bulles. Deux facteurs jouent un rôle prépondérant dans cette mise en circulation des particules : la nature du distributeur et son horizontalité.

Selon GELDART et KELSEY (25), la fluidisation dans une colonne dont le distributeur est une plaque poreuse est instable par nature, et caractérisée par l'existence d'une circulation d'ensemble des particules, dont l'orientation peut varier sans causes apparentes. Il est certain que de tels mouvements contribuent au mélangeage du gaz de la phase dense.

Un défaut d'horizontalité du distributeur peut également induire de tels mouvements de circulation "anormaux" ; pour notre part, nous avons réglé au mieux cette horizontalité et nous n'avons pas constaté d'hétérogénéité stationnaire dans le bullage tel qu'on peut l'observer au sommet du lit, ce que confirme la symétrie des profils radiaux de concentration en traceur (émis à partir de la source ponctuelle axiale) cf fig. 42.

L'endroit où est effectuée l'injection de gaz traceur a également une grande importance.

Lorsque nous réalisons une injection ponctuelle sur l'axe de la colonne, nous créons une concentration élevée de traceur dans une région de faible rétro-mélangeage. De plus, le gaz traceur introduit dans les bulles aura le temps de se mettre en équilibre avec le gaz de la phase dense. On peut donc espérer que l'échantillon prélevé aux fins d'analyse sera davantage représentatif des propriétés du lit fluidisé.

Lors d'une injection plane au sommet du lit fluidisé, nous créons dans la phase dense une concentration élevée, et ceci dans une région où le rétro-mélangeage est intense ; de plus le gaz introduit dans les bulles quitte aussitôt le lit ; c'est pourquoi, dans ce cas, la concentration mesurée en amont de la source risque d'être celle de la phase émulsion qui est déjà échantillonnée préférentiellement.

Qualitativement, cette apparence de mélangeur parfait correspondrait bien au cas limite du modèle proposé par ORCUTT et coll. (3), repris ensuite par BARSTONE et HARRIOT (26), par HEIMLICH et GRUET (27), dans lequel le gaz de la phase dense est parfaitement mélangé, s'échange avec le gaz contenu dans les bulles, chaque bulle étant elle-même un micro mélangeur parfait ; lorsque le débit échangé est très important, le lit se comporte comme un mélangeur parfait, de temps de séjour moyen égal au temps de passage apparent du lit ; il convient de noter que les temps de séjour moyen que nous calculons par les expériences de purge-échelon sont nettement supérieurs aux temps de séjour apparents.

Il serait présomptueux de vouloir interpréter ces résultats à l'aide de modèles plus compliqués, faisant intervenir par exemple un débit de court circuit, notre appareillage n'étant pas conçu pour effectuer des mesures en régime transitoire, mesures qui n'ont été entreprises que pour confirmer - qualitativement - les résultats obtenus en régime stationnaire.

CONCLUSION

Il est évident, qu'après les résultats que nous avons obtenus, qu'un modèle diffusionnel simple faisant abstraction de la nature fondamentalement hétérogène du système ne suffit pas pour décrire d'une manière satisfaisante l'état de mélange de notre lit fluidisé gaz-solide. Ce fait, souligné également par SCHÜGERL (15), montre combien les caractéristiques géométriques - distributeurs, diamètre et hauteur du lit - ou granulométriques particulières au lit fluidisé étudié peuvent modifier les résultats obtenus par des méthodes comparables.

Le comportement des bulles étant étroitement lié à tous ces facteurs, il semble extrêmement difficile de prévoir a priori l'état de mélange du gaz et des particules, et surtout d'extrapoler aux réacteurs industriels, sans risques, les résultats obtenus sur des lits fluidisés de laboratoires.

SYMBOLES

C	Concentration
C_0	Concentration dans le plan source
C_s	Concentration du gaz en phase adsorbée
C_g	Concentration en phase gazeuse
C_{gb}	Concentration dans la phase bulle à la buse d'aspiration
C_{ge}	Concentration dans la phase dense à la buse d'aspiration
C_{ib}	Concentration dans la phase bulle au niveau de l'injecteur
C_{ie}	Concentration dans la phase dense au niveau de l'injecteur
d_B	Diamètre des bulles
D_{AG}	Coefficient de dispersion axiale global du gaz
D_{RG}	Coefficient de dispersion radiale global du gaz
D_{RS}	Coefficient de dispersion radiale des particules
D	Coefficient de diffusion moléculaire
d_{ps}	Diamètre moyen des particules
g	Accélération de la pesanteur
H	Hauteur du lit fluidisé
H_{mf}	Hauteur du lit au minimum de fluidisation
J_0	Fonction de Bessel du 1er genre d'ordre 0
J_1	Fonction de Bessel du 1er genre d'ordre 1
R	Rayon de la colonne
r	Coordonnée radiale
t_e	Temps de mise en équilibre des concentrations en phase solide et en phase gazeuse
u_{mf}	Vitesse du gaz au minimum de fluidisation
u	Vitesse du gaz
$\bar{x}^2$	Déplacement quadratique moyen
z	Distance axiale du point d'échantillonnage à l'injecteur
Z	Distance au distributeur

- α_n Racine $n^{\text{ième}}$ de $J_1(\alpha_n) = 0$
 β_n Tel que $\beta_n R$ soit racine $n^{\text{ième}}$ de $J_1(\beta_n R) = 0$
 ϵ Porosité moyenne du lit
 ϵ_{mf} Porosité du lit au minimum de fluidisation

BIBLIOGRAPHIE

- 1 J.J. VAN DEEMTER -
"Mixing and contacting in gas-solid fluidized beds"
Chem. Eng. Sci. (1961) vol. 13 p. 143
- 2 J.P. MIREUR et K.B. BISCHOFF -
"Mixing and contacting models for fluidized beds"
A.I.Ch.E. Journal vol. 13 n° 5 (1967) p. 389
- 3 J.C. ORCUTT, J.F. DAVIDSON, R.L. PIGFORD -
"Reaction time distribution in fluidised catalytic reactors"
Chem. Eng. Prog. Symp. Series 38 vol. 58 (1962) p. 1
- 4 F.J. KRAMBECK, S. KATE, R. SCHINNAR -
"A stochastic model for fluidized beds"
Chem. Eng. Science (1969) vol. 24 p. 1497
- 5 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Fluidization engineering"
J. Wiley & Sons, New York (1969)
- 6 W.G. MAY -
"Fluidized bed reactor studies"
Chem. Eng. Progr. vol. 55 n° 12 (1959) p. 49
- 7 K. SCHÜGERL -
"Radiale Vermischung in Gas durströmten Fließbetten"
Chem. Techn. 18 Heft 9 p. 544 (1966)
- 8 M. BAERNS, K. SCHÜGERL, F. FETTING -
"Radiale und axiale gas Vermischung in Wirberschichten"
Chem. Ing. Tech. 35 (1963) n° 9 p. 609
- 9 B. LENTZSCH, M. BAERNS -
"Der Einfluss der Massstabvergrößerung von Gas durch strömten
Fließbettreaktoren auf die Gas Vermischung"
III Congress CHISA Marienbad 15-20 Septembre 1969
- 10 O. WINTER -
"Gas mixing in fluidized beds : model experiments for scaling
up purposes" - Chem. Eng. Prog. Symp. Series n° 67 vol. 62
(1966) p. 1
- 11 O. WINTER, K. SCHÜGERL, F. FETTING, G. SCHIEMANN -
"Siebeinbauten in Gasdurchströmten Fließbetten"
Chem. Eng. Sci. 20 (1965) p. 823-839
- 12 T. MIYAUCHI, M. KAJII et K. SAITO -
"Fluid and particle dispersion in fluid-bed reactors"
Journal of Chem. Eng. of Japan vol. 1 n° 1 (1968) p. 42

- 13 K. SCHUGERL -
"Ermittlung der Koeffizienten der axialen gasvermischung
in Fließbetten"
Chem. Techn. 19, Heft 4 (1967) p. 213
- 14 K. SCHUGERL -
"Wechselwirkung zwischen Strömung und Vermischung des
Anströmgesetzes in gasdurchströmten Fließbetten"
Chem. Eng. Sci. vol. 22 (1967) p. 793
- 15 K. SCHUGERL -
"Mixing regions in fluidized beds" -
Powder technology 3 (1969/1970) p. 267-278
- 16 K. SCHUGERL -
"Experimental comparison of mixing Process in two and three
phases fluidized beds"
Proc. of the Int. Symp. on fluidization - Eindhoven 1967
p. 782
- 17 K. SCHUGERL -
Communication personnelle
- 18 A. KLINKENBERG, H.J. KAJENBRINK, H.A. LAVWERIER -
"Diffusion in a fluid moving at uniform Velocity in a tube"
I.E.C. vol. 45, n° 6, p. 1202 (1953)
- 19 J. HIRAKI, D. KUNII, O. LEVENSPIEL -
"Lateral Dispersion of gas in fluidized beds"
Powder Technology 2 (1968/1969) p. 247-252
- 20 T.J. HANRATTY, G. LATINEN, R.H. WILHELM -
"Turbulent diffusion in particulate fluidized beds of
particles"
A.I.Ch.E. journal vol. 2, n° 3, p. 373 (1956)
- 21 K. YOSHIDA, D. KUNII, O. LEVENSPIEL -
"Axial dispersion of gas in bubbling fluidized beds"
I.E.C. fundamentals vol. 8 (1969) p. 402
- 22 R. LATHAM et O.E. POTTER -
"Back-mixing of gas in a 6 in Diameter fluidised bed"
The Chem. Eng. journal 1 (1970) p. 152
- 23 R. TOEI et R. MATSUNO -
"The coalescence of bubbles in the gas-solid fluidised
beds"
Proc. of the Int. conference of fluidization - Eindhoven
1967
- 24 J. VERLOOP, L.H. de NIE, P.M. HEERTJES -
"The residence time of solids in gas fluidised beds"
Powder technology 2 (1968/1969) 32-42

- 25 D. GELDART et J.R. KELSEY -
"The influence of the gas distributor on bed expansion,
bubble size and bubble frequency"
Tripartite Chem. Eng. Conf. Montréal, 2nd Session p. 114
- 26 L.A. BARNSTONE et P. HARRIOTT -
"Frequency response of gas-mixing in a fluidized-bed
Reactor"
A.I.Ch.E. journal vol. 13, n° 3 (1967) p. 465
- 27 B.N. HEINLICH et I.G. GRUET -
"Transfer function analysis of fluidized bed residence
time Distribution data"
Chem. Eng. Prog. Symp. Series 67, vol. 62 (1966) p. 28
- 28 O. LEVENSPIEL -
"Chemical Reaction Engineering"
J. Wiley & Sons, New-York 1962, p. 290
- 29 A.A.H. DRINKENBURG -
"Gas transfer in a fluidised bed"
Eindhoven, thèse 1970

ANNEXE I

ASPECT THEORIQUE DU MOUVEMENT DES PARTICULES
AUTOUR D'UNE BULLE UNIQUE

MODELE A POTENTIEL DE VITESSE DE DAVIDSON et HARRISON

P L A N

INTRODUCTION

A.I - LES EQUATIONS DU MOUVEMENT DU GAZ ET DES PARTICULES

A.I.1 - Equations de conservation de la matière

A.I.2 - Bilan de quantité de mouvement

A.I.21 - Forces agissant sur les particules

A.I.22 - Forces agissant sur le gaz

A.I.23 - Equation aux quantités de mouvement

A.II - LE MODELE DE DAVIDSON et HARRISON

A.II.1 - Généralités

A.II.2 - Calcul de la vitesse des particules mises en mouvement par une bulle s'élevant dans un lit fluidisé "infini"

SYMBOLES UTILISES

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE I

ASPECT THEORIQUE DU MOUVEMENT DES PARTICULES

AUTOUR D' UNE BULLE UNIQUE ; MODELE A POTENTIEL DE VITESSE DE DAVIDSON et HARRISON (1)

D'une manière générale, une bulle peut être considérée comme un "vide" de grandes dimensions comparées aux dimensions des particules et aux distances interparticulaires de la phase dense du lit fluidisé ; ce vide s'élève dans le lit fluidisé avec une vitesse propre et en conservant une frontière sphérique plus ou moins bien définie. Si d_B est son diamètre, la vitesse d'ascension u_{br} d'une bulle isolée dans un lit fluidisé au minimum de fluidisation est donnée par une relation du type $u_{br} = C \cdot \sqrt{gd_B}$, expression comparable à celle donnant la vitesse d'ascension d'une bulle de gaz dans un liquide.

La différence essentielle avec les systèmes gaz-liquide provient de la perméabilité du milieu entourant la bulle qui permet un échange gazeux entre la bulle et son environnement.

A partir des équations du mouvement appliquées aux particules, la première étude utilisable de la bulle unique a été réalisée par DAVIDSON et HARRISON (1). Par la suite, JACKSON (2), puis MURRAY (3,4,5), ont analysé le phénomène d'une manière beaucoup plus complète, mais aussi beaucoup plus compliquée.

A.I - LES EQUATIONS DU MOUVEMENT DU GAZ ET DES PARTICULES

Il est nécessaire pour décrire complètement le système, de connaître en tout point les valeurs de quatre grandeurs qui sont :

- la vitesse $V_S^{\rightarrow}$ du solide et la vitesse $V_g^{\rightarrow}$ des éléments de gaz
- la pression p_f du gaz et la porosité ϵ du milieu.

On dispose pour cela de quatre relations :

- conservation de la matière pour le gaz et pour les particules
- équations aux quantités de mouvement pour le gaz et le solide.

A.I.1 - EQUATIONS DE CONSERVATION DE LA MATIERE

Si ρ_s est la masse volumique apparente des particules et ρ_g la masse volumique du gaz on obtient les deux relations

$$\text{div} (\rho_g \epsilon \vec{V}_g) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g \epsilon) = 0 \quad (\text{a.11})$$

$$\text{div} [\rho_s (1-\epsilon) \vec{V}_s] + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s (1-\epsilon)) = 0 \quad (\text{a.12})$$

Si ρ_g , ρ_s sont constants, on a, en supposant que l'état est stationnaire

$$\text{div} \epsilon \vec{V}_g = 0 \quad (\text{a.11}')$$

$$\text{div} (1-\epsilon) \vec{V}_s = 0 \quad (\text{a.12}')$$

A.I.2 - BILANS DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Un bilan des forces agissant sur le gaz et sur les particules est nécessaire.

A.I.21 - Forces agissant sur les particules contenues dans l'unité de volume de lit

- la force de pesanteur $\vec{g}(1-\epsilon)(\rho_s - \rho_f)$
- la force due au gradient local de pression - $(1-\epsilon) \text{grad } \vec{p}$
- la force de frottement visqueux.

Cette force est donnée par une relation du type

$$[\vec{F}_f] = n * C_D * \pi \frac{d_p^2}{4} * \frac{1}{2} \rho_f (\vec{V}_s - \vec{V}_g)^2$$

où C_D est un coefficient de trainée
et n le nombre de particules par unité de volume

C_D étant pratiquement constant pour les nombres de Reynolds de particules rencontrés, F peut se mettre sous la forme simple

$$\vec{F} = F(\epsilon) (\vec{V}_f - \vec{V}_s)$$

$F(\epsilon)$ étant une fonction décroissante de ϵ ,

$\frac{dF(\epsilon)}{d\epsilon}$ est assez grand pour ϵ voisin de ϵ_{mf}

- la force due aux collisions interparticulaires ; ROWE (11), par

observation directe aux rayons X ayant montré que les interactions entre particules sont très faibles, cette force sera considérée comme négligeable

- nous négligerons également les forces dues aux effets électrostatiques.

A.I.22 - Forces agissant sur le gaz

On retrouve les mêmes termes que précédemment, à savoir

$$\vec{g}\rho_f\epsilon, -\epsilon \text{ grad } \vec{p}, -F(\epsilon) (\vec{V}_f - \vec{V}_s)$$

A.I.23 - Equation aux quantités de mouvement

On obtient :

- pour le solide :

$$\rho_a(1-\epsilon) \frac{d\vec{V}_s}{dt} = -g(1-\epsilon)(\rho_a - \rho_f) \vec{1} + F(\epsilon) (\vec{V}_f - \vec{V}_s) - (1-\epsilon) \text{ grad } \vec{p}$$

avec

$$\frac{d\vec{V}_s}{dt} = \frac{\partial \vec{V}_s}{\partial t} + \text{grad } \frac{V_s^2}{2} + (\text{rot } \vec{V}_s) \wedge \vec{V}_s \quad (\text{a.13})$$

- pour le gaz :

$$\rho_f \epsilon \frac{d\vec{V}_f}{dt} = -\epsilon \text{ grad } \vec{p} - \epsilon \rho_f g \vec{1} - F(\epsilon) (\vec{V}_f - \vec{V}_s) \quad (\text{a.14})$$

Les bulles ne se forment que lorsque $\frac{\rho_a}{\rho_f} \gg 1$, on peut négliger les termes contenant ρ_f en facteur devant ceux contenant ρ_a . On néglige également les termes d'accélération du gaz ainsi que l'accélération due à la rotation des éléments sur eux-mêmes. Si on suppose de plus que toutes les grandeurs sont stationnaires, on obtient le nouveau système :

$$\text{div } (1-\epsilon) \vec{V}_s = 0 \quad (\text{a.15})$$

$$\text{div } \epsilon \vec{V}_f = 0 \quad (\text{a.16})$$

$$\rho_a(1-\epsilon) \text{ grad } \frac{V_s^2}{2} = -g(1-\epsilon)\rho_a \vec{1} - (1-\epsilon) \text{ grad } \vec{p} + F(\epsilon)(\vec{V}_s - \vec{V}_f) \quad (\text{a.17})$$

$$\epsilon \text{ grad } \vec{p} = -F(\epsilon) (\vec{V}_f - \vec{V}_s) \quad (\text{a.18})$$

à partir de ces équations de base, JACKSON (2), MURRAY (3,4,5) et DAVIDSON (1) ont obtenu des solutions légèrement différentes :

Tenant compte de faibles variations de porosité au voisinage immédiat de la bulle, variations qui furent mises en évidence par LOCKETT et HARRISON (6),

JACKSON a obtenu des résultats plus conformes à la réalité en ce qui concerne le nuage. Mais la méthode mathématique utilisée n'est pas directement applicable au voisinage du sillage.

MURRAY (3,4,5) s'est attaché à résoudre ces équations par linéarisation. Il a pu en tirer des conclusions intéressantes le mouvement des éléments de gaz en particulier une forme de nuage en accord avec les observations expérimentales de ROWE (10) (le "nuage" étant la région située entre la bulle et la surface lieu des points où la vitesse radiale des éléments de gaz est nulle, dans un système de coordonnées sphériques lié à la bulle).

Il est curieux de constater que JACKSON, comme MURRAY se sont désintéressés du mouvement des particules; malgré un traitement mathématique assez compliqué, les deux auteurs n'ont pas amélioré de façon sensible le modèle beaucoup plus simple de DAVIDSON et HARRISON (1) que nous utiliserons pour interpréter nos résultats.

A.II - LE MODELE DE DAVIDSON et HARRISON (1)

Ces auteurs ont fait les hypothèses supplémentaires suivantes :

- la porosité de la phase particulaire est constante et égale à ϵ_{mf} , porosité du lit au minimum de fluidisation
- le gaz est en écoulement laminaire, si bien que la force de frottement entre gaz et particules peut se mettre sous la forme $F_0 (\vec{V}_f - \vec{V}_s)$ avec F_0 constant
- la bulle a une forme sphérique.

Moyennant ces hypothèses, les relations de conservation deviennent :

$$\text{div } \vec{V}_f = 0 \quad (\text{a.19})$$

$$\text{div } \vec{V}_s = 0 \quad (\text{a.110})$$

$$\text{div}(\text{grad } \vec{p}) = 0 \quad (\text{a.111})$$

avec comme conditions aux limites

$$\epsilon \text{ grad } \vec{p} = - F_0 \left(\frac{\vec{V}_f - \vec{V}_s}{\epsilon} \right)_\infty = \text{cte} \quad (\text{a.112})$$

loin de la bulle, qui s'écrit aussi, puisque le lit est au minimum de fluidisation

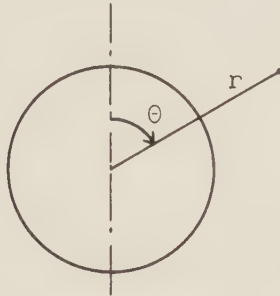
$$(\text{grad } \vec{p}) = + \rho_a g (1 - \epsilon)$$

La connaissance de $\vec{V}_f$, $\vec{V}_s$ et p en tout point suffit pour décrire entièrement le système.

On montre que l'expression

$$P_f = + \frac{F_0}{\epsilon} (V_f - V_s)_\infty \cos \theta \left(r - \frac{R_b^3}{r^2} \right) \quad (a.1.13)$$

où P_f est la pression au point (r, θ) par rapport à la pression de la bulle satisfait aux conditions (a.1.11) et (a.1.12).



En particulier, pour $\theta=0$,

$$P_f = -\rho_p g (1-\epsilon) \left(r - \frac{R_b^3}{r^2} \right) \quad (a.1.14)$$

et pour $\theta=\pi$,

$$P_f = +\rho_s (1-\epsilon) g \left(r - \frac{R_b^3}{r^2} \right) \quad (a.1.15)$$

Les relations a.1.12, a.1.13 et a.1.14 décrivent correctement les variations de pression autour d'une bulle, comme l'a montré expérimentalement REUTER (7,8,9).

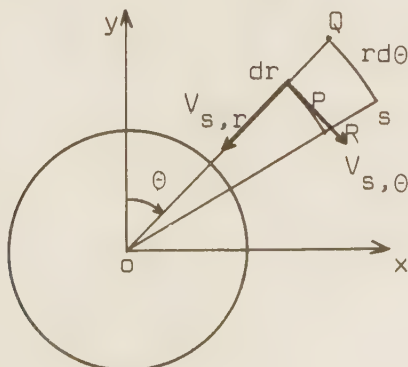
Lorsque l'on connaît la vitesse du solide, la vitesse du gaz s'obtient par la relation a.1.8.

Soit :

$$\vec{V}_g = \vec{V}_s - \text{grad } p \times \frac{\epsilon}{F_0} \quad (a.1.16)$$

A.II.2 - CALCUL DE LA VITESSE LOCALE DES PARTICULES MISES EN MOUVEMENT PAR UNE BULLE S'ELEVANT DANS UN LIT FLUIDISE "INFINI"

On réécrit l'équation de continuité dans le système de coordonnées ci-dessous :



En écrivant la conservation de la matière dans l'élément de volume obtenu en faisant tourner PQRS autour de l'axe Oy, on obtient :

$$\sin \theta \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_{S,R}) + r \frac{\partial}{\partial \theta} (V_{S,\theta} \sin \theta) = 0 \quad (\text{a.1.17})$$

équation satisfaite par :

$$V_{S,r} = - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \quad (\text{a.1.18})$$

$$V_{S,\theta} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (\text{a.1.19})$$

Ψ est la fonction courant, c'est à dire l'enveloppe des vecteurs vitesse des particules vues par un observateur stationnaire.

Si on admet que l'écoulement est irrotationnel, ceci se traduit par :

$$\frac{\partial}{\partial r} (r V_{S,\theta}) - \frac{\partial}{\partial \theta} V_{SR} = 0 \quad (\text{a.1.20})$$

compte tenu des expressions a.1.18 et a.1.20, on obtient l'équation de Ψ :

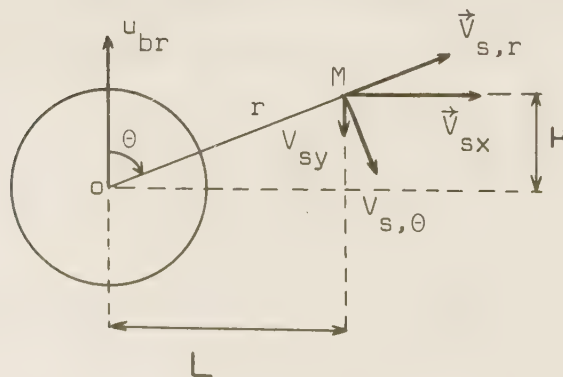
$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (\text{a.1.21})$$

Pour une sphère de rayon R_b s'élevant à la vitesse u_{br} :

$$\Psi = \frac{-u_{br}}{2r} R_b^3 \sin^2 \theta$$

apparaît comme une solution de (a.1.21) par rapport à un repère fixe.

Ceci va nous permettre de calculer les vitesses horizontales V_{sx} et verticales V_{sy} en chaque point.



Au point M de coordonnées (r, θ) , on a les relations suivantes entre les vecteurs vitesses :

$$v_{sx} = + v_{SR} \sin \theta + v_{S\theta} \cos \theta \quad (a.1.22)$$

$$\begin{aligned} v_{sy} &= v_{SR} \cos \theta + v_{S\theta} \cos \left[\pi - \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \right] \\ &= v_{SR} \cos \theta - v_{S\theta} \sin \theta \end{aligned} \quad (a.1.23)$$

avec

$$v_{SR} = u_{br} \left(\frac{Rb^3}{2r^3} \right) 2 \cos \theta \quad (a.1.24)$$

$$v_{S\theta} = u_{br} \frac{Rb^3}{2r^3} \sin \theta \quad (a.1.25)$$

Si L est la distance horizontale du point M à la trajectoire de la bulle et H la distance verticale au plan horizontal passant par le centre de la bulle, on obtient, avec $L = r \sin \theta$ et $H = L \cotg \theta$:

$$v_{sx} = \frac{u_{br} Rb^3}{2 L^3} * \frac{3}{2} \sin^3 \theta \sin 2 \theta \quad (a.1.26)$$

$$v_{sy} = \frac{u_{br} Rb^3}{2 L^3} * \sin^3 \theta (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (a.1.27)$$

Les variations de v_{sx} et v_{sy} en fonction de H sont représentées sur la figure n° 1. Dans l'hypothèse où notre capteur ne modifie pas les lignes de courant, les expressions a.1.26 et a.1.27 fournissent les composantes horizontales et verticales de la vitesse des grains au voisinage de sa surface sensible.

SYMBOLES

C	Coefficient défini par la relation $u_{br} = C \sqrt{g d_B}$
C_D	Coefficient de traînée
d_B	Diamètre de bulle
d_p	Diamètre des particules
$\vec{F}_f$	Force de frottement visqueux sur les particules par unité de volume de lit
g	Accélération de la pesanteur
H	Distance verticale du point considéré au centre de la bulle
$\vec{i}$	Vecteur unitaire dans la direction verticale
L	Distance horizontale du point considéré au centre de la bulle
n	Nombre de particules par unité de volume de lit
p	Pression
r	Distance du point considéré au centre de la bulle
Rb	Rayon de la bulle
Re_p	Nombre de Reynolds de particule
t	Temps
V_{sr}	Vitesse "radiale" des particules
V_{s0}	Vitesse "tangentielle" des particules
V_{sx}	Vitesse "horizontale" des particules
V_{sy}	Vitesse "verticale" des particules
$\vec{V}_g$	Vitesse des éléments de gaz
ϵ	Porosité du lit
ρ_a	Masse volumique apparente des particules
ρ_f	Masse volumique du gaz
θ	Coordonnée angulaire

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie générale : "Fluidization" J.F. DAVIDSON et D. HARRISON -
p. 65, Academic Press, London, 1971

- 1 J.F. DAVIDSON et D. HARRISON -
"Fluidised Particles", Cambridge University Press, 1963
- 2 R. JACKSON -
"The mechanics of fluidized beds" - Trans. Inst. Chem.
Eng. 41, 13, 22 (1963)
- 3 J.D. MURRAY -
"On the mathematics of fluidization Fundamental equation
and wave propagation" - J. Fluid. Mech. 21, 465 (1965)
- 4 J.D. MURRAY -
"On the mathematics of fluidization steady motion of fully
developed bubbles" - J. Fluid. Mech. 22, 57 (1965)
- 5 J.D. MURRAY -
"Mathematical aspects of bubble Motion in fluidised beds"
Chem. Eng. Prog. Symp. Series 62, 71 (1966)
- 6 M.J. LOCKETT and D. HARRISON -
"The Distribution of voidage Fraction near bubbles rising
in gas-fluidised beds" - Proc. of the Int. Symp. on Fluidi-
zation (1967) Netherlands University Press p. 257
- 7 M. REUTER -
"Druckverteilung um Blasen im Gas-Feststoff-Fließbett" -
Chem. Ing. Tech. 35, 98 (1963)
- 8 M. REUTER -
"Mechanismus der Blasen im Gas-Feststoff Fließbett" - Chem.
Ing. Tech. 35, 218 (1963)
- 9 H. REUTER -
"On the nature of bubbles in Gas and Liquid Fluidized beds"
Chem. Eng. Prog. Symp. Series 62, 92 (1966)
- 10 P.N. ROWE, B.A. PARTRIDGE, E. LYALL -
"Cloud formation around bubbles in gas fluidised beds" -
Chem. Eng. Science 19 (1964) 973
- 11 P.N. ROWE -
"Drag forces in an hydraulic model of a fluidised bed" -
Trans. Instn. Chem. Engrs. 39 (1961) 175

ANNEXE II

ASPECT THEORIQUE DU MOUVEMENT DES PARTICULES
DANS UN LIT FLUIDISE GAZ-SOLIDE BULLANT NATURELLEMENT

P L A N

A.II.1 - GENERALITES

A.II.2 - ASPECT ALEATOIRE DU MOUVEMENT DES PARTICULES - UTILISATION DES
EQUATIONS DE LA DIFFUSION

A.II.21 - Modèle de KUNII et LEVENSPIEL

A.II.211 - Dispersion radiale

A.II.212 - Dispersion axiale

A.II.22 - Modèle de RUCKENSTEIN

SYMBOLES UTILISES

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE II

ASPECT THEORIQUE DU MOUVEMENT DES PARTICULES DANS UN LIT FLUIDISE GAZ-SOLIDE BULLANT NATURELLEMENT

A.II.1 - GENERALITES

Il y a plusieurs manières d'aborder théoriquement ce problème :

- On peut tenir compte de l'hydrodynamique du système, c'est à dire de la présence des bulles qui sont à l'origine même du mouvement des particules. Dans cette optique, il est logique d'essayer d'étendre à une population de bulles les résultats obtenus lors de l'étude du mouvement autour d'une bulle unique.

- Considérer le mélangeage du solide comme une conséquence du caractère aléatoire du mouvement des particules. On peut alors assimiler ce mélangeage à un processus diffusionnel inter-particulaire analogue à la diffusion turbulente dans un fluide réel.

- Considérer le lit fluidisé comme une "boîte noire" et ne s'intéresser qu'aux conditions à l'entrée et à la sortie du système. Par l'intermédiaire d'un modèle approprié, cette méthode peut fournir des renseignements intéressants.

Particules mises en mouvement par les bulles

On sait que les bulles de gaz qui prennent naissance au distributeur d'un lit fluidisé gaz-solide sont directement responsables du mélangeage des particules solides. En particulier, ROWE (1) a montré que le mélangeage, pour des lits de particules de diamètre moyen supérieur à 100μ , est uniquement dû à ces bulles.

Cependant, s'il est possible, à partir de modèles simples de calculer théoriquement tous les paramètres caractérisant le mouvement des particules autour d'une bulle unique, le problème est beaucoup plus compliqué quand on a affaire à une population de bulles distribuées dans le lit. L'hydrodynamique du gaz et des particules est alors profondément modifiée par les interactions entre bulles suivant des trajectoires proches, interactions qui finissent par conduire à la coalescence des bulles voisines ; dans ce cas extrême, il n'est plus possible d'utiliser des modèles à potentiel de vitesse tirés des équations classiques de bilan de matière et de quantité de mouvement relatifs à chacune des deux phases.

Parmi les auteurs ayant étudié ces interactions, nous pouvons citer GABOR (2), qui a résolu les équations mécaniques du mouvement autour de cylindres alignés verticalement ; BOTTERIL et coll. (3) ont également étudié le comportement de "chaînes de bulles" injectées dans un lit au minimum de fluidisation, sans s'intéresser au mouvement des particules.

Toute la complexité du problème apparaît dans l'article de GABOR, encore que celui-ci n'ait pas tenu compte de la coalescence possible de bulles successives (4,5,6). Quand on sait que les bulles d'un lit fluidisé "normal" ne sont pas distribuées uniformément dans l'espace, -elles se regroupent en général au centre du lit fluidisé -, que leurs diamètres varient d'un point à l'autre du système (7,8,9), on conçoit que cette méthode ait peu de chances d'aboutir et que seules des considérations statistiques puissent conduire à des résultats intéressants.

A.II.2 - ASPECT ALEATOIRE DU MOUVEMENT DES PARTICULES - UTILISATION DES

EQUATIONS DE LA DIFFUSION

Nous venons de voir que seule une analyse statistique permet de décrire la cinématique de la phase dispersée d'un lit fluidisé gaz-solide. En principe, on peut aborder le problème de deux manières :

- considérer le mouvement comme la superposition de deux processus : une circulation plus ou moins ordonnée et une agitation désordonnée ;

- considérer le mouvement des particules comme un processus purement aléatoire dans lequel les coordonnées et les vecteurs vitesses des particules sont des fonctions aléatoires du temps. TAGANOV (10,11) et coll. ont adopté cette dernière démarche et montré expérimentalement que ce processus aléatoire est stationnaire et ergodique. Par l'intermédiaire des fonctions d'autocorrelation et de la densité spectrale de puissance des coordonnées des particules, ces auteurs ont pu étudier la variation de l'énergie cinétique des particules dans chaque direction ainsi que la fréquence de changement de sens de la vitesse des particules sur leur trajectoire. Ceci a été confirmé par KONDULOV (12) qui a également mis en évidence un certain mouvement d'ensemble des particules.

Si on admet que le mouvement des particules est la réalisation d'un processus aléatoire, il est logique d'assimiler ce mouvement à un processus diffusionnel comme l'ont montré CAHN et FUERSTENAU (13). On appliquerait alors les lois de la diffusion anisotrope en affectant aux particules deux coefficients de dispersion axiaux et radiaux D_{sa} et D_{SR} .

Cette méthode a été utilisée par de nombreux auteurs qui ont calculé ces coefficients à partir d'études expérimentales sur le mélange des solides en lit fluidisé (14), ou même en suivant le mouvement de particules marquées (12).

Cependant, quelques auteurs (21,22,23) ont montré qu'un modèle diffusionnel simple ne pouvait rendre compte de certains résultats expé-

rimentaux. Il faut en effet se rappeler que les modèles diffusionnels reposent sur certaines hypothèses fondamentales (14) :

- 1 - Lors des collisions interparticulaires, tous les angles de réflexion ont la même probabilité.
- 2 - Le libre parcours moyen est constant.
- 3 - La vitesse moyenne des particules est constante.
- 4 - Les particules se déplacent indépendamment les unes des autres.

Il est évident que toutes ces hypothèses ne sont pas satisfaites dans un lit fluidisé gaz-solide. En particulier :

- le libre parcours moyen ne peut être constant dans tout le système, puisque nous avons en présence deux phases de porosités très différentes ;
- les particules ne sont pas indépendantes les unes des autres ; elles se déplacent au contraire par "paquets" comme l'ont montré MASSIMILA et WESTWATER (15).

Quoi qu'il en soit, et malgré ses imperfections, le modèle diffusionnel reste le plus simple à utiliser.

Dans ce cas, le coefficient de diffusion doit être proportionnel à la vitesse moyenne des particules et à une longueur caractéristique l qui peut être assimilée au libre parcours moyen des éléments diffusant.

$$D_{SR} \propto v_R \times l \quad (a.2.1)$$

Il est intéressant de noter que deux modèles permettent de relier ces coefficients de diffusion aux paramètres classiques de la fluidisation gaz-solide.

A.II.21 - MODELE DE KUNII et LEVENSPIEL (16)

Ce modèle permet de relier, d'une manière relativement simple, les coefficients D_{SA} et D_{SR} au diamètre moyen des bulles d_B , seul paramètre du modèle. Ces auteurs supposent que le mélange des particules est dû au mécanisme suivant :

Chaque bulle, tout au moins dans certaines conditions de fluidisation est entourée d'un nuage de gaz en circulation s'échangeant avec le gaz contenu dans la bulle elle-même ; le diamètre de ce nuage est donné par (24) :

$$d_c = d_B \left[\frac{u_{br} + 2 \frac{u_{mf}}{\epsilon_{mf}}}{u_{br} - \frac{u_{mf}}{\epsilon_{mf}}} \right]^{1/3} \quad (a.2.2)$$

où u_{br} est la vitesse d'ascension d'une bulle unique de diamètre d_B .

L'épaisseur de ce nuage est donnée par :

$$\frac{d_B u_{mf}}{2u_b (1-\delta) \epsilon_{mf}} = \omega d_b \quad (a.2.3)$$

Si la bulle s'élève à la vitesse u_b , le débit de solide à travers le plan diamétral horizontal est :

$$\pi d_B \times \omega d_b \times u_b (1-\epsilon_{mf}) = V_p$$

Ces particules solides sont ensuite projetées dans le sillage, remélangées, puis en sont éjectées. On peut alors définir un coefficient d'échange entre le sillage et le nuage, donc l'émulsion par :

$$\begin{aligned} (K_{ce})_{bs} &= \frac{V_p}{\frac{\pi d_b^3}{6}} = \frac{\text{débit de solide échangé}}{\text{volume de bulle}} \\ &= \frac{3(1-\epsilon_{mf})}{(1-\delta) \epsilon_{mf}} \frac{u_{mf}}{d_B} \end{aligned} \quad (a.2.4)$$

A.II.211 - Dispersion radiale (17)

De nombreux auteurs ont montré que le déplacement latéral des particules mises en mouvement autour d'une bulle est très faible. Seules les particules du nuage projetées dans le sillage se trouvent dispersées radialement d'une manière appréciable.

Si $(\overline{\Delta r})^2$ est la distance quadratique moyenne parcourue par les particules à l'intérieur du sillage avant d'en être éjectées pour retourner dans l'émulsion, on a, d'après la théorie de la "marche au hasard" due à EINSTEIN :

$$D_{SR} = \frac{1}{4} \overline{\Delta r}^2 \times (\text{fraction de solide mélangée dans le sillage par unité de temps}) \quad (a.2.5)$$

Si δ est la fraction de section droite occupée par les bulles, soit également la fraction de volume du lit occupée par ces mêmes bulles, ce dernier terme s'écrit :

$$\frac{\left(\begin{array}{c} \text{nombre de bulles} \\ \text{dans le lit} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{débit de solide} \\ \text{dans le sillage} \end{array} \right)}{(\text{volume de l'émulsion})}$$

soit :

$$\frac{\frac{\delta}{\frac{\pi d_b^3}{6}} \times \frac{\pi d_b u_{mf}}{2u_b (1-\delta) \epsilon_{mf}}}{(1-\delta)} \quad (a.2.6)$$

d'autre part, la distance quadratique moyenne entre deux points pris au hasard dans un cercle de diamètre d_B est $1/4 d_B^2$, si bien que l'on obtient :

$$D_{SR} = \frac{3}{16} \left(\frac{\delta}{1-\delta} \right) \frac{u_{mf} d_B}{\epsilon_{mf}} \quad (a.2.7)$$

avec

$$\delta = \frac{u - u_{mf}}{u_b} = \frac{u - u_{mf}}{u - u_{mf} + 0.711 \sqrt{g d_B}}$$

A.II.212 - Dispersion axiale (18)

KUNII et LEVENSPIEL utilisent l'expression de D_{sa} proposée par VAN DEEMTER (19).

Soit :

$$D_{sa} = \frac{(\text{Débit de solide ascendant})^2}{\left[\begin{array}{l} \text{Coefficient d'échange} \\ \text{entre le solide ascendant} \\ \text{et le solide descendant} \\ \text{par rapport au volume du lit} \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} \text{Fraction de lit} \\ \text{occupée par le solide} \end{array} \right]}$$

En termes du modèle à bulles, on obtient :

$$D_{sa} = \frac{(1 - \epsilon_{mf}) \times \alpha \delta \times u_b^2}{\delta (K_{ce})_{bs} \times (1 - \epsilon_{mf}) (1 - \delta)} \quad (a.2.8)$$

où α est la fraction de volume de bulle occupée par le sillage.

Compte tenu de l'expression de $(K_{ce})_{bs}$, on obtient :

$$D_{sa} = \frac{\alpha^2 \epsilon_{mf} \delta}{3 u_{mf}} d_b u_b^2 \quad (a.2.9)$$

A.II.22 - MODELE DE RUCKENSTEIN (20)

Ce modèle repose sur l'analogie suivante :

L'auteur considère les bulles comme des sphères fixes uniformément réparties entre lesquelles circule un fluide à la vitesse u_b . Le mouvement d'agitation des particules est alors dû à leurs collisions et réflexions sur les sphères.

Dans ce cas, on calcule le coefficient de diffusion -

$$D = \frac{3}{\pi} \delta d_b u_b \quad (a.2.11)$$

RUCKENSTEIN a ensuite admis que :

$$u_b = 0.711 \sqrt{gd_B}$$

(nous savons que cette expression est incorrecte).

En admettant que tout le gaz en excès par rapport au minimum de fluidisation se trouve sous forme de bulles, il écrit :

$$(1-\delta) (1-\epsilon_{mf}) = 1-\epsilon \quad (a.2.12)$$

et

$$u_b - u_{mf} = \frac{1-\epsilon_{mf}}{\epsilon-\epsilon_{mf}} (u-u_{mf}) \quad (a.2.13)$$

pour aboutir à :

$$D = 1.89 \times \frac{1}{g} \left[u_{mf} \left(\frac{\epsilon-\epsilon_{mf}}{1-\epsilon_{mf}} \right)^{1/3} + (u-u_{mf}) \left(\frac{1-\epsilon_{mf}}{\epsilon-\epsilon_{mf}} \right)^{2/3} \right]^3 \quad (a.2.14)$$

Remarquons que ce modèle ne fait aucune distinction entre la dispersion axiale et la dispersion radiale des particules.

SYMBOLES

D	Coefficient de diffusion des particules défini par RUCKENSTEIN
d_b	Diamètre de bulle
d_c	Diamètre de nuage
D_{sa}	Coefficient de dispersion axiale des particules
D_{SR}	Coefficient de dispersion radiale des particules
g	Accélération de la pesanteur
$(K_{ce})_{bs}$	Coefficient d'échange des particules entre le nuage et l'émulsion
l	Libre parcours moyen
u	Vitesse du gaz en fût vide
u_b	Vitesse d'ascension d'une population de bulles
u_{br}	Vitesse d'ascension d'une bulle unique
V_p	Débit de particules dans le nuage
V_R	Vitesse moyenne des particules dans une direction radiale
α	Fraction de volume de bulle occupée par le sillage
δ	Fraction de section droite de la colonne occupée par les bulles
ϵ	Porosité moyenne du lit
ϵ_{mf}	Porosité moyenne du lit au minimum de fluidisation

BIBLIOGRAPHIE

- 1 P.N. ROWE, B.A. PARTRIDGE, A.G. CHENEY, G.A. HENWOOD, E. LYALL -
"The Mechanisms of solids mixing in fluidized beds" - Trans.
Instn. Chem. Engrs. vol. 43, T 271 (1965)
- 2 J.D. GABOR -
"Interaction effects on the Fluid dynamics of bubbles in a
fluidized bed. Chain of Rising bubbles in an Infinite two
dimensional Medium" - I.E.C. Fundamentals vol. 8, 84 (1969)
- 3 J.S.M. BOTTERILL, J.S. GEORGE, H. BESFORD -
"Bubble chains in gas fluidised beds" - Symp. on Dev. in
fluid Particle technology, Boston (1964)
- 4 R. TOEI et R. MATSUNO -
"The coalescence of bubbles in the gas-solid fluidized beds"-
Proc. the Int. Symp. on fluidization, p. 271, Netherland
Univ. Press Eindhoven (1967)
- 5 D.T. ARGYRIOV, H.L. LIST, R. SHINNAR -
"Bubble Growth by coalescence in gas fluidized beds" - A.I.
Ch.E. journal vol. 17, n° 1, 122 (1971)
- 6 R. CLIFT et J.R. GRACE -
"Bubble coalescence in fluidized beds : comparaison of two
théories"- A.I.Ch.E. journal vol. 17, n° 1, 252 (1971)
- 7 W.H. PARK, W.K. KANG, C.E. CAPES, G.L. OSBERG -
"The properties of bubbles in fluidized beds of conducting
particles as measured by an electroresistivity probe" -
Chem. Eng. Sci. 24, 851 (1969)
- 8 J.R. GRACE, D. HARRISON -
"The distribution of bubbles within a gas-fluidised bed" -
I. Chem. E. Symposium Series n° 30, 105 (1968)
- 9 A.T. BARTOV, I.P. MUKHLENOV, M.F. MIKHALEV -
"The structure of the inhomogeneous fluidized bed : growth,
motion, and quantity of bubbles in the bed" - traduit de
Teor. Osnov. Khim. Tekh. vol. 4, n° 2, 245 (1970)
- 10 I.N. TAGANOV, L.G. MAKHASYAN, P.G. ROMANKOV -
"Investigation of the motion of particles in a fluidized
bed by X ray filming" - traduit de
Teor. Osnov. Khim. Tekh. vol. 1, n° 2, 259 (1967)
- 11 I.N. TAGANOV, L.G. MALKHASYAN, P.G. ROMANKOV -
"Statistical characteristics of the random process of motion
of particles in fluidized bed" - traduit de
Teor. Osn. Khim. Tekh. vol. 1, n° 4, 509 (1967)

- 12 N.B. KONDULOV, A.N. KORNILAEV, I.M. SKACHKO, A.A. AKHROMENKOV, A.S. KRUGLOV -
"An Investigation of the parameters of moving particles in a fluidized bed by a radioisotopic method" - Int. Chem. Eng. vol. 4, n° 1, 43 (1964)
- 13 D.S. CAHN et D.W. FUERSTERNAU -
"A probalistic model of the diffusionnal mixing of particulate solids" - Powder technology 2, 215 (1968/69)
- 14 R.C. BAILIE -
"Behaviour of moving particles in a fluidised bed" - Dissertation abst. 26 (6), 3182 (1965)
- 15 L. MASSIMILA et J.W. WESTWATER -
"Photographic study of solid-gas fluidization" - A.I.Ch.E. journal vol. 6, n° 1, 135 (1960)
- 16 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Fluidization Engineering" - J. Wiley Ed., New-York 1969
- 17 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Lateral dispersion of solid in fluidized beds" - Journal of Chem. Eng. of Japan vol. 2, n° 1, 122 (1969)
- 18 D. KUNII, K. YOSHIDA, O. LEVENSPIEL -
"Axial movement of solids in fluidised beds" - I. Chem. Eng. Symp. Series n° 30, 79 (1968)
- 19 J.J. VAN DEEMTER -
"The counter-current Flow-model of a gas-solid fluidized bed" - Proceeding of the Int. Symp. on Fluidization, Eindhoven 1967
- 20 E. RUCKENSTEIN -
"Non homogeneous fluidization" - I.E.C. vol. 5, n° 1, 139 (1966)
- 21 D.R. MORRIS, K.E. GUBBINS, S.B. WATKINS -
"Residence time studies in fluidised and moving beds with continuous solids flow" - Trans. Instn. Chem. Engrs. 42, T 323 (1964)
- 22 W.G. MAY -
"Fluidized bed reactor studies" - Chem. Eng. Prog. 55, n° 12 45 (1959)
- 23 J.R. TAILBY, M.A. COCQUEREL -
"Some studies of solids mixing in fluidised beds" - Trans. Intrn. Chem. Engrs. 39, 195 (1961)
- 24 J.F. DAVIDSON et D. HARRISON -
"Fluidised particles" - Cambridge Univ. Press 1963

ANNEXE III

POSSIBILITES ET LIMITES DE NOS CAPTEURS
SUIVANT LA CHAINE DE MESURE QUI LEUR EST ASSOCIEE

P L A N

A.3.1 - DESCRIPTION DETAILLEE DU CAPTEUR

A.3.11 - L'élément piézoélectrique

A.3.12 - La surface sensible

A.3.13 - Réalisation pratique

A.3.2 - INFORMATION RECUEILLIE

A.3.21 - Réponse à un choc sur la surface sensible

A.3.22 - Réponse à des fluctuations à basse fréquence de la force exercée sur la surface de détection

A.3.3 - LA CHAINE DE MESURE

A.3.31 - L'analyseur multicanaux

A.3.311 - Utilisation en "statistique d'amplitude"

A.3.312 - Utilisation en "taux de comptage"

A.3.313 - Utilisation en "enregistreur"

A.3.32 - La chaîne d'amplification

A.3.321 - Statistique d'amplitude et taux de comptage

A.3.322 - Enregistrement

A.3.4 - TRAITEMENT DE L'INFORMATION

A.3.41 - Statistique sur l'amplitude des pics émis par le capteur

A.3.42 - Etude des fluctuations de la force exercée sur la surface sensible

SYMBOLES

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE III

POSSIBILITES ET LIMITES DE NOS CAPTEURS SUIVANT LA CHAINE DE MESURE QUI LEUR EST ASSOCIEE

La piézoélectricité, qui fut découverte en 1880 par Pierre et Jacques CURIE, est la propriété qu'ont certains cristaux de fournir de l'électricité sous l'influence de contraintes mécaniques. Ces cristaux qui sont commercialisés sous des formes diverses - barreaux, plaques, cylindres, disques - sont de plus en plus utilisés, en particulier pour la fabrication d'accéléromètres, de capteurs de pression, de microphones.

Les caractéristiques électriques et mécaniques de ces éléments dépendant de leur nature, de leur forme, de leurs dimensions et de la manière dont ils sont montés, ils sont d'une très grande souplesse d'emploi ; c'est pourquoi nous avons pensé utiliser un élément piézoélectrique pour construire un capteur destiné à l'étude du mouvement des particules d'un lit fluidisé gaz-solide.

A.3.1 - DESCRIPTION DETAILLEE DE NOTRE CAPTEUR

Rappelons tout d'abord les caractéristiques que nous nous sommes initialement efforcés de lui donner :

- En réponse au choc d'une particule sur une "surface sensible," nous voulons que le capteur délivre un potentiel sinusoïdal, amorti (comprenant 2 à 3 alternances positives au maximum), d'une fréquence voisine de 10 KHz. Nous voulons que l'amplitude de la première alternance soit reliée d'une manière simple à la vitesse de la particule perpendiculairement à la surface de détection.

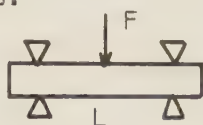
- Il faut que cette surface de détection soit relativement petite (de l'ordre de 1 cm²), bien définie, et de plus iso-sensible si l'on veut faciliter, comme nous le verrons, le traitement de l'information recueillie.

- Enfin, il faut que le capteur lui-même soit suffisamment petit de façon à perturber le moins possible le lit fluidisé à l'endroit étudié.

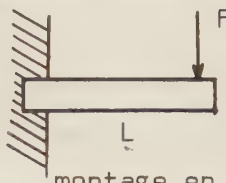
A.3.11 - L'ELEMENT PIEZOELECTRIQUE

Nous avons choisi un barreau piézoélectrique "PZT MULTIMORPH" de chez BRUSH CRYSTAL CO LTD (1,2) que nous avons monté en "support simple",

c'est à dire pincé entre ses deux extrêmités comme le montre la figure ci-dessous.



montage en support simple



montage en "porte-à-faux"

Le montage en "support simple", s'il fournit une moins bonne sensibilité que le montage "en porte-à-faux", nous assure cependant l'isensibilité de la surface sensible.

La distance L est imposée par la fréquence de résonance du barreau souhaitée. Pour $L = 1$ cm, on obtient une fréquence de 9 kHz.

A.3.12 - LA SURFACE SENSIBLE

La surface sensible est un disque en aluminium poli, vissé sur un cavalier collé à l'araldite au centre du barreau. Tout choc sur ce disque se trouve ainsi transmis au barreau qui vibre à sa fréquence propre.

A.3.13 - REALISATION PRATIQUE (cf figures 3 et 4)

Nous avons construit, à partir des principes précédents, deux types de capteurs qui diffèrent uniquement par le boîtier dans lequel se trouve inséré l'élément piézoélectrique.

Dans les deux cas, l'élément piézoélectrique a 15 mm de longueur. La distance entre les pinces est de 10 mm et la fréquence de résonance est d'environ 9 kHz. Le brai destiné à sous-amortir cette résonance est coulé à chaud dans le boîtier auquel nous avons donné deux formes distinctes.

Capteur n° 1 à boîtier rond (cf figure 3)

Ce capteur, le premier qui fut réalisé, se présente sous la forme d'un cylindre de 15 mm de hauteur et de 30 mm de diamètre. Le boîtier est en bois bakélinisé et recouvert d'une mousse plastique pour éviter que des chocs sur le boîtier ne soient transmis à l'élément piézoélectrique. La surface sensible est un disque de 6 mm de diamètre.

Capteur n° 2 à boîtier tubulaire (cf figure 4)

Il se présente sous la forme d'un tube de 15 mm de diamètre et 50 mm de longueur. Le boîtier est en bois bakélinisé recouvert d'une feuille d'aluminium qui joue le rôle de blindage. Trois capteurs de ce type ont été réalisés, avec des surfaces sensibles de 2, 4 et 6 mm de diamètres ; il est certain que ces capteurs perturbent moins le lit fluidisé que les capteurs de type 1.

Nos capteurs sont montés à l'extrémité d'une tige métallique verticale plongeant dans le lit et sont orientables dans toutes les directions de l'espace. La plupart du temps, nous avons disposé notre capteur avec sa surface de détection verticale.

D'autres montages sont réalisables : on peut utiliser une membrane métallique encastrée à sa périphérie ; dans ce cas, c'est elle qui impose à l'ensemble sa fréquence de résonance propre.

Amortissement des oscillations à la fréquence de résonance

Avec certains montages, et en particulier dans le cas d'une membrane encastrée, on peut réaliser un amortissement accoustique (3). Nous avons choisi d'enrober l'ensemble barreau-cavalier par un mélange graisse-pisceine (25 % graisse) coulé à chaud dans le boîtier. La réponse du capteur à un choc très bref sur la surface sensible se réduit alors à deux alternances positives (cf figure 5).

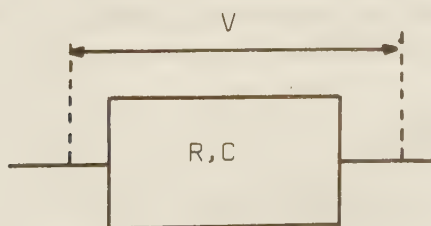
A.3.2 - INFORMATION RECUEILLIE - EQUATIONS ELECTROMECHANQUES DU SYSTEME

Dans toutes les applications électriques des éléments piézoélectriques, il est possible de transformer des propriétés électriques en valeurs mécaniques ; le circuit équivalent, s'il est bien connu pour un barreau seul, est particulier à chaque type de montage mécanique et dépend de la fréquence à laquelle le barreau est sollicité mécaniquement, par rapport à sa fréquence de résonance. C'est pourquoi nous nous contenterons de considérer le capteur, les capacités et résistances de charge de la chaîne de mesure, comme une "boîte noire" ayant une résistance interne une capacité, et ayant la faculté de créer des charges électriques lorsque le barreau est soumis à une contrainte mécanique.

A.3.21 - REPONSE A DES CHOCS SUR LA SURFACE SENSIBLE

En réponse à chaque choc, le capteur envoie un potentiel sinusoïdal amorti ; la hauteur du premier pic est proportionnelle à l'énergie cinétique ou à la quantité de mouvement de la particule perpendiculairement à la surface.

A.3.22 - REPONSE A DES FLUCTUATIONS A BASSE FREQUENCE DE LA FORCE APPLIQUEE A LA SURFACE DE DETECTION



Faisons le bilan sur les charges électriques

(ce qui entre) = (ce qui sort) + (accumulation) - (ce qui est créé)
 terme d'accumulation : $C dV$
 (entrée - sortie) : $- idt = - \frac{V}{R} dt$
 charges créées : $k dF$, si dF est la variation de la force transmise
 au barreau

On obtient ainsi :

$$- \frac{V}{R} dt = C dV - k dF \quad \text{soit si } \tau = RC$$

$$\boxed{\frac{dV}{dt} + \frac{V}{\tau} = \frac{k}{C} \frac{dF}{dt}} \quad (a.3.1)$$

relation analogue à celle obtenue par ABASHKIN (4) à partir d'un circuit électrique équivalent au barreau piézoélectrique.

Si on est capable d'enregistrer la tension $V(t)$, on peut obtenir $\Delta F(t)$ en intégrant la relation (a.3.1) :

$$\frac{1}{\tau} \int_0^t V \cdot dt + V = \frac{k}{C} F \quad (a.3.2)$$

Nous avons vérifié cette relation en étudiant la réponse de nos capteurs à des échelons descendant de force. Si F_0 est la hauteur de l'échelon, on obtient, en utilisant les transformations de LAPLACE :

$$V(t) = -\frac{k}{C} F_0 e^{-t/\tau} \quad (a.3.3)$$

Pour différentes valeurs de F_0 , nous avons bien obtenu des exponentielles décroissantes, ce qui par ailleurs nous a permis de déterminer τ et k/C .

A.3.3 - LA CHAÎNE DE MESURE

Les caractéristiques des divers éléments composant cette chaîne sont fonction de l'information que l'on souhaite recueillir. L'analyseur multicanaux Intertechnique SA 43, par sa souplesse d'emploi, constitue la pièce essentielle de cette chaîne de mesure.

A.3.31 - L'ANALYSEUR MULTICANAUX

Nous l'avons utilisé de trois manières différentes, selon la nature du signal électrique qu'il reçoit.

A.3.311 - Statistique d'amplitude

Les alternances positives des réponses du capteur aux chocs de particules sur la surface sensible sont envoyées sur l'entrée analogique de l'analyseur. On recueille alors sur l'écran de l'oscilloscope l'histogramme des amplitudes des impulsions admises à l'entrée (cf figure 6).

On peut considérer que le temps mort correspondant à la détection et à la mise en mémoire de l'amplitude d'un pic est de 20×10^{-6} sec (5). De plus, la partie de l'histogramme expérimental relative aux impulsions de faibles amplitudes n'est pas correcte, l'analyseur n'étant pas capable de détecter les pics d'amplitude inférieure à 50 mv environ.

A.3.312 - Taux de comptage

Utilisé de cette manière, l'analyseur fournit la variation dans le temps du nombre d'impulsions émises par le capteur pendant des intervalles de temps Δt successifs réglables (nous avons surtout utilisé des Δt de l'ordre de quelques millisecondes). L'ordre chronologique des opérations est le suivant (cf figure 7) :

L'horloge interne de l'analyseur émet des impulsions à la période Δt déterminée ; ces impulsions déclenchent un "cycle mémoire" de même période Δt et commandent également le passage d'un canal au suivant.

Quand se présente une série de pics, le détecteur de pics envoie, à chaque fois qu'il rencontre un sommet, une impulsion qui est comptabilisée dans le registre arithmétique. Quand se présente l'impulsion d'horloge suivante, on met en mémoire dans le canal n° 1 le nombre d'impulsions émises par le détecteur de pics pendant la période Δt précédente.

Là encore, les pics d'amplitude inférieures à 50 mv ne sont pas détectés. Le temps mort attaché à la détection d'un sommet est de 25 μ s.

A.3.313 - Enregistrement

On obtient ainsi le fac simulé numérique d'un signal analogique.

La fonction entrante est échantillonnée à la fréquence prédéterminée, et la valeur numérique correspondant à l'amplitude du signal est mise en mémoire, canal après canal. La durée de l'enregistrement est limitée par le nombre de canaux dont dispose le sélecteur.

Le départ de l'enregistrement peut être donné par un signal extérieur et donc synchronisé avec l'émission de la fonction à étudier.

A.3.32 - LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION (cf figure 8)

A.3.321 - Statistique d'amplitude et taux de comptage

La chaîne d'amplification est composée de :

- un amplificateur de charge à transistors BRUEL et KJOER type 2624. Cet amplificateur a une impédance d'entrée de $10\text{ G } \Omega$ et un gain en tension réglable ;

- un amplificateur à lampes BRUEL et KJOER type 2409 dont le gain est réglable de 10 à 60 db. Cet amplificateur, d'impédance d'entrée $10\text{ M}\Omega$, est accordé sur la fréquence de résonance du barreau piézoélectrique ;

- un système ecrêteur à diodes qui ne laisse passer que la partie positive du signal sinusoïdal amorti, émis par le capteur. Cet étage a un gain en tension variable en fonction de l'amplitude de l'impulsion ecrêtée. Dans certaines expériences, nous avons utilisé, à la place de l'amplificateur à lampes B K, un amplificateur différentiel P.A.R. type 113, d'impédance d'entrée élevée, et dont la bande passante est réglable.

A.3.4 - TRAITEMENT DE L'INFORMATION

A.3.41 - STATISTIQUE D'AMPLITUDE

Comme l'a montré BORDET (6), l'histogramme des amplitudes des impulsions électriques provoquées par les chocs des particules doit subir un certain nombre de corrections avant que l'on puisse en tirer des renseignements relatifs à la vitesse d'agitation des particules.

- Correction due au manque de sensibilité de l'analyseur aux basses amplitudes.

La zone à corriger correspond aux cinquante premiers canaux de la distribution. Bien que nous n'ayons aucune raison théorique de le faire, on obtient cette zone par extrapolation des 20 canaux suivant, cette partie de la distribution étant une exponentielle décroissante.

- Correction due aux doubles réponses à un seul choc. Le rapport entre la 1ère et la 2ème alternance positive de la sinusoïde amortie fournie par le capteur lorsque sa surface sensible subit un choc étant de 5, on peut considérer que, à chaque coup compté dans le canal n° i correspond un coup compté dans le canal i/5, coup qu'il faut enlever de la distribution.

En fait, l'histogramme étant cadré entre 0 et 300 mV, ces doubles réponses se trouveraient comptées dans les premiers canaux qui seront obtenus par extrapolation, si bien que la correction envisagée est pratiquement inutile.

- Enfin, une correction due au gradient de sensibilité de la surface de détection ; notre surface étant isosensible contrairement au capteur de BORDET, cette correction disparaît.

Compte tenu d'un étalonnage préalable du capteur, de la pente de conversion de l'analyseur et du gain de la chaîne de mesure, le canal moyen de la distribution fournit la valeur moyenne de la vitesse d'agitation des grains.

A.3.42 - Etude des fluctuations de pression

Le problème est le suivant : à partir de l'enregistrement sur l'analyseur de la tension aux bornes de l'élément piézoélectrique, il s'agit d'obtenir $F(t)$ en utilisant la relation (a.3.2).

Cette opération peut être réalisée directement sur l'analyseur multicanaux en utilisant certaines possibilités de l'appareil :

- le transfert du contenu d'un sous-groupe mémoire dans un autre, ce contenu étant affecté d'un coefficient multiplicatif positif et négatif ;
- l'intégration d'un enregistrement : après cette opération, dite de sous-total, on a, dans chaque canal, la somme des contenus des canaux précédents (en fait, ce n'est pas une vraie intégration puisqu'on fait une somme de "rectangles").

Sur l'analyseur, nous avons donc enregistré la courbe $V(t)+A$, A étant une tension continue, (indispensable si on veut enregistrer les parties négatives de $V(t)$).

Soit Δt le temps de passage d'un canal au suivant ; Δt est choisi de telle manière que le signal soit enregistré sur les 200 premiers canaux. Si τ est la constante de temps du capteur (en sec), sa valeur en canaux est $\tau' = \tau/\Delta t$.

On découpe alors les 800 canaux du sélecteur en 4 sous-groupes de 200 canaux.

On réalise alors les opérations suivantes, j étant le n° de canal.

(Voir page suivante)

Finalement on obtient :

$$V(j) + A + \frac{1}{\tau'} \sum_1 V(j) = A + \frac{k}{C} F(j)$$

Si k/C est connu, on obtient la variation dans le temps de la force appliquée sur la surface sensible du capteur.

	sous groupe a	sous groupe b	sous groupe c	sous groupe d
Opération	$V(j)+A$	A	A	A
Enregistrement				
Effacement b transfert de a dans b	$V(j)+A$	$V(j)+A$	A	A
Intégration dans b et dans c	$V(j)+A$	$\sum_{i=201}^i V(j)+A_j$	A_i	A
Transfert de b dans a x par $1/\tau'$	$V(j)+A$ $+\frac{1}{\tau'}(\sum_{i=201}^i V(j)+A_j)$	"	A_i	A
Transfert de c dans a x $(-1/\tau')$	$V(j)+A$ $+\frac{1}{\tau'}\sum_{j=201}^j V(j)$	"	"	"

SYMBOLES

A	Composante continue sur l'analyseur SA 43
C	Capacité du capteur
F_0	Hauteur de l'échelon de force appliqué à la surface de détection du capteur
$F(t)$	Force appliquée à la surface de détection à l'instant t
i	Intensité dans le circuit de mesure
j	Numéro de canal
k	Coefficient défini par la relation
m	Masse de la particule
R	Résistance électrique du capteur
t	Temps
Δt	Intervalle de temps séparant le passage d'un canal à un autre
V	Tension
τ	Constante de temps du capteur

BIBLIOGRAPHIE

- 1 CLEVITE CORPORATION, Piézolectric Division -
"Piezoelectric Technology, data for designers"
- 2 D.A. BERLINCOURT -
"Piezoelectric transducers" - Electro technology, Jan. 1970
p. 33
- 3 K.S. HANSEN -
"Détails de la construction d'un microphone piézoélectrique"
6ème congrès International d'acoustique, Tokyo 1968, p. 19
- 4 B.I. ABASHKIN et coll. -
"Piezoelectric measurement of short pressure waves"
Soviet. Physics Acoustics vol. 15, n° 2, p. 152 (1969)
- 5 INTERTECHNIQUE -
"Traitement statistique de mesures"
Notice d'utilisation du DIDAC 800, Déc. 1968
- 6 J. BORDET -
"Mesures statistiques de la vitesse et de la concentration
de grains fluidisés par liquide. Relation avec le transfert
de matière" - Thèse Nancy 1970

ANNEXE IV

ETALONNAGES DES CAPTEURS

P L A N

- A.4.1 - VERIFICATION DE L'ISOSENSIBILITE DE LA SURFACE DE DETECTION
- A.4.2 - RELATION ENTRE LA VITESSE INCIDENTE D'UNE PARTICULE FRAPPANT LA SURFACE DE DETECTION ET LA REPOSE DU CAPTEUR - ETALONNAGES CORRESPONDANTS
- A.4.3 - STATISTIQUE SUR L'AMPLITUDE DES PICS EMIS PAR LE CAPTEUR DEPLACÉ DANS UN LIT AU MINIMUM DE FLUIDISATION
- A.4.4 - ETALONNAGE DU CAPTEUR I EN "TAUX DE COMPTAGE"
- A.4.5 - ETALONNAGE DES CAPTEURS II-a et II-b EN CAPTEURS DE VARIATIONS DE PRESSION

SYMBOLES

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE IV

ETALONNAGES DES CAPTEURS

L'étalonnage des capteurs que nous avons réalisés est évidemment quelque chose d'essentiel, puisque la validité des mesures faites en lit fluidisé lui est étroitement liée.

Cet étalonnage nous a posé différents problèmes :

- il est nécessaire qu'il soit réalisé dans des conditions voisines des conditions d'utilisation, en particulier lorsque la courbe d'étalonnage n'est pas linéaire.

Enfin, à chaque but recherché correspond un étalonnage différent.

A.4.1 - VERIFICATION DE L'ISOSENSIBILITE DE LA SURFACE DE DETECTION, LE BARREAU VIBRANT A SA FREQUENCE PROPRE

Nous avons vérifié, que l'amplitude de la première alternance positive de la sinusoïde amortie émise par le capteur en réponse à un choc est la même, quelque soit l'endroit où s'est produit le choc.

Le choc est produit par une tige de verre coudée soulevée par une came mue par un moteur électrique, ce qui assure la parfaite reproductibilité de son mouvement. Le capteur est fixé sur un chariot mobile à cadres croisés, si bien que la position de la pointe de verre sur la surface sensible peut être repérée au 1/50 mm près. Enfin, la surface sensible est mise horizontale optiquement, la dénivellation maximum entre les extrémités d'un diamètre est de 0,02 mm.

Toutes ces précautions étant prises, on peut admettre que les chocs subis par les différents points testés sont les mêmes.

A chaque endroit, on calcule au moyen de l'analyseur, la valeur moyenne, pour quelques centaines de chocs, de l'amplitude des 1ers pics émis. Nous n'avons pas constaté de différences notables de sensibilité entre les différents points de la surface (cf figure 9).

Ceci nous évite le fastidieux travail de déconvolution auquel devait se livrer BORDET (3).

A.4.2 - RELATION ENTRE LA VITESSE INCIDENTE D'UNE PARTICULE FRAPPANT LA SURFACE SENSIBLE ET LA REPOSE DU CAPTEUR - ETALONNAGES CORRESPONDANTS -

L'hypothèse de base est, rappelons le, la suivante :

Lors du choc d'une particule unique sur la surface sensible, choc que l'on suppose parfaitement élastique, il y a échange de quantité de mouvement entre la particule et la dite surface, ce qui se traduit par une déformation du barreau. Comme lors du choc des molécules gazeuses sur une paroi, seule la composante normale de la vitesse doit jouer un rôle, si bien que l'amplitude du premier pic de la sinusoïde amortie doit dépendre de cette composante normale U_{sx} , par l'intermédiaire de l'énergie cinétique $\frac{1}{2} m U_{sx}^2$ ou de la quantité de mouvement $m U_{sx}$ de la particule incidente.

On étalonne donc nos capteurs de la manière suivante :

On laisse tomber, sans vitesse initiale, et d'une hauteur R connue, des billes de verre calibrées. On admet que, au moment du choc sur la surface sensible, leur vitesse est $\sqrt{2gh}$. (On montre d'ailleurs facilement que, pour $h \leq 20$ cm, les billes sont loin de leurs vitesses terminales de chute libre).

On prend, à l'aide de l'analyseur, la valeur moyenne I des premiers pics correspondant à un grand nombre de chocs.

Nous avons obtenu les résultats suivants.

- Capteur type I (cf figure 10)

L'amplitude I ne varie pas linéairement avec l'énergie cinétique E_x . Dans le domaine des faibles énergies, on obtient en prenant la pente à l'origine de la courbe :

$$\frac{I}{\frac{1}{2} m U_{sx}^2} = 35 \cdot 10^4 \text{ volt/joule}$$

- Capteurs II-a, II-b, II-c (cf figure 11)

I varie linéairement avec la composante normale à la surface de la quantité de mouvement de la particule incidente. (Nous avons fait varier l'angle d'incidence de 0 à 70°).

On obtient, $m U_{sx}$ étant exprimé en CGS :

$$\begin{aligned} \text{capteur II-a} \quad I &= 0.385 \, m U_s \cos \theta \\ &\text{volt} \\ \text{II-b} \quad I &= 0.89 \, m U_s \cos \theta \\ \text{II-c} \quad I &= 0.65 \, m U_s \cos \theta \end{aligned}$$

L'utilisation de cet étalonnage pour interpréter les expériences réalisées en lit fluidisé est assez hasardeuse, les conditions étant totalement différentes : dans le lit fluidisé, nous avons en effet, un grand nombre de particules de masses différentes frappant la surface presque simultanément ; de plus, ces chocs ne sont certainement pas élastiques, conclusion à laquelle sont également arrivés MEISSMER et KUSIK (1).

Si on admet que, dans le lit fluidisé, les paquets de particules qui viennent frapper la surface sont au minimum de fluidisation, un étalonnage réalisé en déplaçant le capteur à vitesse connue dans le lit fluidisé maintenu au minimum de fluidisation se rapproche davantage des conditions réelles d'utilisation.

A.4.3 - STATISTIQUE SUR L'AMPLITUDE DES PICS EMIS PAR LE CAPTEUR DEPLACÉ DANS UN LIT AU MINIMUM DE FLUIDISATION

Le capteur est fixé sur un châssis pouvant coulisser verticalement dans le lit fluidisé. Il peut être ainsi déplacé à vitesse réglable dans le lit ; la vitesse est mesurée à l'aide de l'horloge interne du multicaux. Nous avons également fait varier l'angle de la normale à la surface du capteur avec la direction du déplacement.

Les résultats obtenus avec le capteur II-a sont reportés sur la figure 12.

On constate que la composante normale à la surface sensible de la vitesse de déplacement dans le lit ne joue pas le même rôle que la composante normale à la surface de la vitesse de chute de particules individuelles, et en particulier, I n'est pas proportionnel à $u_s \cos \theta$.

Néanmoins, pour $\theta = 0$, on obtient en prenant pour m la masse de la particule qui aurait le diamètre moyen de la distribution, soit $5 \cdot 10^{-6}$ kg,

$$I \approx 5 \cdot 10^{-3} m u_{sx} \quad (m u_{sx} \text{ exprimé en CGS})$$

volt

relation qui n'est absolument pas comparable à celle obtenue par la chute de billes individuelles.

Encore une fois, il faut être conscient du peu de signification d'une telle relation.

On peut considérer en effet, selon MAKISHIMA et SHIRAI (2), que tout corps plongé dans un lit fluidisé est entouré d'une couche limite de grains ayant des propriétés différentes des propriétés du lit fluidisé loin de cet obstacle ; il semble bien difficile dans ce cas de parler de chocs élastiques des particules sur la surface du capteur.

A.4.4 - ETALONNAGE DU CAPTEUR I EN TAUX DE COMPTAGE

Lors de certaines de nos expériences, nous avons utilisé notre analyseur en "taux de comptage", c'est à dire en enregistreur de la variation dans le temps de la densité d'impulsions (soit le nombre de pics à 10 KHz émis par le capteur pendant des intervalles de temps successifs).

Nous avons alors fait l'hypothèse que cette densité de chocs est proportionnelle à la vitesse de frottement des particules au contact de la surface sensible du capteur. C'est pourquoi nous avons tenté de relier la "densité" de pics à cette vitesse de frottement.

On déplace donc le capteur, à vitesse connue, dans le lit fluidisé maintenu au minimum de fluidisation ; la surface sensible étant parallèle au déplacement.

On constate que les grains au contact de la surface créent un "bruit" qui se traduit par des vibrations du barreau à sa fréquence propre. Le nombre d'impulsions émises pendant des intervalles successifs de 2 ms est remarquablement constant pendant la durée du déplacement ; il est de plus proportionnel à la vitesse de déplacement (avec un seuil de détection et un gain de la chaîne de mesure fixés) (cf figure 13).

Avec le capteur I, nous avons obtenu, tant que le capteur n'est pas saturé :

$$\Delta N_{2ms} = 6 u_{sy} (u_{sy} \text{ en cm/s}) \quad \text{avec } G = 1000.$$

A.4.5 - ETALONNAGE DE NOS CAPTEURS EN CAPTEURS DE VARIATION DE PRESSION

Nous avons constaté que, à une variation continue à basse fréquence de la force exercée, sur la surface sensible, le barreau piézoélectrique répond par une tension à basse fréquence continue, la force et la tension étant reliées par l'équation différentielle :

$$\frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{\tau} V(t) = \frac{k}{C} \frac{dF}{dt}$$

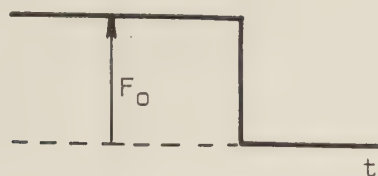
soit

$$V(t) + \frac{1}{\tau} \int_0^t V(t) dt = \frac{k}{C} F(t)$$

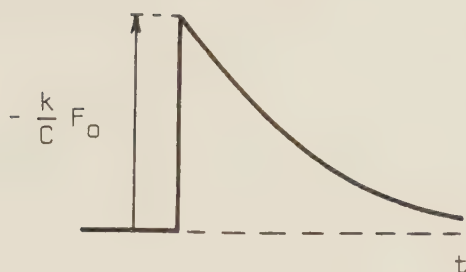
Afin de pouvoir mesurer avec nos capteurs des variations de pression, nous avons déterminé le rapport k/C de la manière suivante :

on obtient facilement la réponse théorique à un échelon descendant de force de hauteur F_0 :

$$V = - F_0 \frac{k}{C} e^{-t/\tau}$$



variation de la force appliquée



réponse en tension

Nous avons vérifié pour les capteurs II-a et II-b la forme exponentielle de la réponse ainsi que la proportionnalité de l'ordonnée à l'origine à F_0 . Pour cela, on charge la surface sensible, par l'intermédiaire d'une pointe de verre avec une masse connue que l'on enlève brutalement. La réponse du capteur est enregistrée sur l'analyseur multicanaux.

On a ainsi obtenu :

pour le capteur II-a

$$\frac{k}{C} = -121 \text{ canaux/gr force (gain = 50) } \tau = 0,42 \text{ sec}$$

pour le capteur II-b

$$\frac{k}{C} = -139 \text{ canaux/gr force (gain = 10) } \tau = 1,23 \text{ sec}$$

Ces étalonnages ont été réalisés en exerçant des forces ponctuelles. Par la suite nous étendrons ces résultats aux forces de pression exercées sur la surface sensible du capteur.

SYMBOLES

C	Capacité du capteur
E_x	Energie cinétique de la particule perpendiculairement à la surface sensible
F_0	Hauteur de l'échelon de force appliqué à la surface de détection
$F(t)$	Force appliquée à l'instant t
g	Accélération de la pesanteur
h	Hauteur de chute des billes
I	Amplitude du premier pic du train d'impulsions émis par le capteur
k	Constante d'étalonnage (en coulomb/unité de force)
m	Masse de la particule
R	Résistance électrique du capteur
u_{sx}	Vitesse des particules perpendiculairement à la surface sensible
u_{sy}	Vitesse de frottement des particules sur la surface sensible
θ	Angle d'incidence des particules
τ	Constante de temps du capteur

BIBLIOGRAPHIE

- 1 H.P. MEISSNER et C.L. KUSIK -
"Particle Velocities in a gas Fluidized bed"
The Can. Journal of Chem. Eng. 48, 349 (1970)
- 2 S.I. MAKISHIMA et T. SHIRAI -
"Dead zone piled on the plate immersed in a fluidised bed"
J. of Chem. Eng. of Japan vol. 2, n° 1, p. 124 (1969)
- 3 J. BORDET -
Thèse Nancy 1970

ANNEXE V

DESCRIPTION DE LA COLONNE DE FLUIDISATION

P L A N

A.5.1 - LA COLONNE DE FLUIDISATION

A.5.2 - DISPOSITIFS ANNEXES

A.5.21 - Injection de bulles artificielles

A.5.22 - Injection de traceurs gazeux - Prèlevement et analyse du mélange air-traceur

A.5.3 - LES PARTICULES FLUIDISEES

A.5.31 - Granulométrie

A.5.32 - Vitesses minimales de fluidisation

SYMBOLES

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE V

DESCRIPTION DE LA COLONNE DE FLUIDISATION ET DES PARTICULES FLUIDISEES

A.5.1 - LA COLONNE DE FLUIDISATION (cf figures 14 et 33)

Nous avons construit une colonne de taille relativement importante pour une colonne de laboratoire afin de minimiser les effets de paroi et de faciliter le repérage précis des organes annexes, sondes et injecteurs..

- La colonne est cylindrique, de diamètre intérieur 350 mm.
- Distributeur formé de 2 plaques de polyéthylène "Vyon" : la plaque supérieure, de qualité "fluidisation" a 4,75 mm d'épaisseur et la plaque inférieure, de qualité "filt ration" a 2,5 mm d'épaisseur.
- Le gaz de fluidisation est de l'air "ambiant".

A partir de ces spécifications, nous avons réalisé un appareillage comportant les particularités suivantes :

- Pour faciliter les opérations de remplissage et de vidage, notre colonne est fixée à un châssis pouvant basculer autour de son axe. Un système de vis et de rotules permet de régler l'horizontalité du distributeur.
- L'alimentation en air est assurée par un surpresseur "Roots" d'un litre de cylindrée, entraînable à vitesse variable jusqu'à 3000 tours/mn et équipé d'un filtre à l'aspiration; les conduites, de diamètre intérieur 42 mm sont en polyvinyle rigide.
- Le réglage du débit est réalisé à l'aide d'un robinet à boule manœuvré par un réducteur de rapport 1/90 ; les débits sont mesurés à partir de la pression différentielle de part et d'autre de diaphragmes (diamètre 2, 5, 9, 18 mm) préalablement étalonnés en débits massiques.

Par la suite, afin d'obtenir une meilleure répartition de l'air de fluidisation, nous avons utilisé un distributeur formé de deux disques de papier filtre fourni par les "Papeteries de Nanterre", l'un à forte perte de charge (type "PERANG"), l'autre polymérisable (type "FILTER 110") surmonté d'un disque de polyéthylène de qualité "filtration". Dans tous les cas, la perte de charge est supérieure à 10 % de la perte de charge dans le lit fluidisé lui-même.

A.5.2 - DISPOSITIFS ANNEXES

A.5.21 - INJECTIONS DE BULLES ARTIFICIELLES - CALCUL DU DIAMETRE DE BULLES

La méthode classique de produire une bulle artificielle dans un lit fluidisé au minimum de fluidisation, consiste à injecter, au moyen d'une électrovanne, commandée par un émetteur d'impulsions électriques, un certain volume d'air provenant d'un réservoir sous-pression (1,2,3). Ce système permet d'injecter, en particulier, des bulles à une cadence très élevée.

Il ne nous était pas possible d'utiliser un tel dispositif, l'ouverture et la fermeture du circuit électrique commandant une électrovanne crée en effet un champ électromagnétique qui altère le signal émis par notre capteur piézo-électrique.

C'est pourquoi nous avons réalisé le dispositif représenté sur la figure n° 15, sur les conseils de Monsieur le Professeur ROWE (6). On injecte dans le lit maintenu au minimum de fluidisation, un volume d'air contenu dans un cylindre dont le piston est poussé par de l'air comprimé. Le piston est ensuite ramené à sa position initiale. L'émission de la bulle et le retour du piston sont commandés par une vanne pneumatique.

Cette vanne est elle-même commandée par une came mue par un moteur ; cette came actionne également un micro-contact qui déclanche le balayage en temps de l'analyseur multicanaux.

Afin d'obtenir une bulle unique, l'injecteur proprement dit est équipé d'un capuchon de compte-gouttes fendu qui se referme brutalement dès que la bulle est émise.

Ce dispositif permet d'injecter, toutes les 2 à 3 secondes, un volume d'air inférieur à 121 cm^3 dans les conditions ambiantes.

Calcul du diamètre de bulles

Le diamètre d'une bulle artificielle ne peut être obtenu d'une manière précise que par observation directe, aux rayons X par exemple. Ne disposant pas d'une telle technique, nous avons utilisé les résultats publiés par ROWE (2,3) qui, sur le même matériau a obtenu les résultats suivants :

- la fraction du volume de la sphère - ayant le même diamètre que la bulle - occupée par le sillage est d'environ 0,2 et indépendant du volume de la bulle ;

- le volume de la bulle V_D n'est pas égal au volume injecté, et dépend de la vitesse du gaz de fluidisation.

Pour

$$\frac{u}{u_{mf}} = 1, \quad V_b = 1,905 (V_i - 15) \text{ en cm}^3 \quad (a.5.1)$$

Dans ces conditions, le volume minimum à injecter pratiquement pour former une bulle est d'environ 40 cm³.

- Le volume de la bulle, pour $u/u_{mf} = 1$, croît légèrement avec l'altitude z de la bulle par rapport à l'injecteur, d'une part à cause de la diminution de pression, et d'autre part grâce à un apport de gaz de l'émulsion. En l'absence de précisions supplémentaires, nous utiliserons la relation (a.5.1), valable pour $z=25$ cm, distance voisine de celles que nous avons utilisées.

d_B , diamètre de bulle, est obtenu en utilisant la relation :

$$V_b = \frac{\pi d_{BR}^3}{6} (1 - f_w) \quad \text{soit} \quad d_{BR} = \left(\frac{6 V_i}{0,8\pi} \right)^{1/3} \quad (a.5.2)$$

Notre dispositif nous permet donc d'injecter des bulles de 7 à 8 cm de diamètre environ.

A.5.22 - INJECTION DE TRACEURS GAZEUX, PRELEVEMENT ET ANALYSE DU MELANGE AIR - TRACEUR

Le traceur gazeux choisi est injecté à partir d'une bouteille sous-pression, équipée d'un mano-détendeur à double détente. Les débits de l'ordre de 100 cm³/mn, sont ajustés à l'aide d'une vanne à aiguille BROOKS et mesurés à partir de la pression différentielle de part et d'autre de tubes interchangeables préalablement étalonnés.

Une vanne à 3 voies permet de diriger le traceur soit dans le dispositif d'injection, soit dans la tuyauterie d'alimentation en air de la colonne ; dans ce dernier cas, la concentration dans le lit est égale à la concentration en traceur après mélangeage total avec l'air de fluidisation. Nous avons utilisé deux types d'injecteur placé dans le lit fluidisé :

- un injecteur ponctuel, situé sur l'axe de la colonne, de diamètre 10 mm, dirigé vers le haut. Le débit de gaz traceur est ajusté de telle manière que sa vitesse à la sortie de cet injecteur soit égale à la vitesse de l'air de fluidisation dans la colonne.

- une source plane dont nous avons réalisé deux exemplaires différents, placée juste sous la surface libre du lit :

a - une source plane formée d'environ 200 aiguilles de 10 cm de long et de 0,3 mm de diamètre intérieur disposés selon une maille hexagonale sur toute la section droite de la colonne ;

b - une source plane formée de 4 tubes horizontaux parallèles, régulièrement espacés, le gaz étant émis par des orifices de 0,2 mm de diamètre disposés latéralement.

Ce dernier type d'injecteur plan perturbe moins l'écoulement du gaz de fluidisation.

Avec ces deux types "d'injecteurs plans", nous avons constaté que la concentration dans le plan de l'injection est uniforme au pire à 10 % près.

Afin de déterminer la concentration locale en traceur, on prélève en continu une faible quantité de mélange air-traceur. La buse d'aspiration dont l'extrémité est protégée par une fine toile métallique, a 8 mm de diamètre. Le débit d'aspiration est de 200 cm³/mn environ.

Le mélange est analysé dans une cellule de conductivité thermique à 4 filaments en tungstène usinée dans un bloc d'acier inoxydable. La cellule est percée de canaux où circule de l'eau à température constante. Une alimentation stabilisée en tension à 12 volts alimente les filaments à travers un rhéostat ce qui permet de limiter le courant à 100 mA (cf figure 16)

Nous avons vérifié par des étalonnages préalables, la linéarité de ce détecteur pour des concentrations en traceur (He, C₂H₄) allant jusqu'à 15 %. La sensibilité est 40,3 mV par % d'He et 3,5 mV par % de C₂H₄.

La concentration en traceur est enregistrée en continu sur un enregistreur galvanométrique de sensibilité maximum 1 mV. La valeur moyenne de la concentration, qui présente d'importantes fluctuations, est obtenue par intégration pendant 10mn du signal électrique émanant du potentiomètre de recopie de l'enregistreur, au moyen d'un intégrateur électrique SEFRAM type INT 3.

A.5.3 - CARACTERISTIQUES DES PARTICULES FLUIDISEES

Nous avons utilisé deux types de particules : un sable de quartz fourni par Mr le Professeur SCHUGERL (*) et une alumine fournie par Mr le Professeur ROWE.

A.5.31 - CARACTERISTIQUES GRANULOMETRIQUES

Nous avons déterminé les courbes de répartitions granulométriques de ces deux matériaux par tamisage d'échantillons de 100 gr environ. Nous en avons déterminé également les diamètres moyens en surface, les facteurs de forme, les densités réelles et apparentes, ainsi que les densités du lit fixe non tassé.

(*) Professeur K. SCHUGERL - Technische Hochschule HANOVRE (Allemagne)

A.5.311 - Sable de Quartz

Les caractéristiques granulométriques sont les suivantes :

diamètres μdp_i	pourcentage en poids f_i
> 280	0
200-280	1,55
180-200	24
160-180	49,19
140-160	8,37
120-140	6,25
100-120	5,70
80-100	4,49
< 80	0,851

On calcule :

$$d_p = \frac{1}{\sum_i (f/d_p)_i}$$

On obtient :

$$d_p = 154-155 \mu$$

Le facteur de forme déterminé par perméamétrie à l'air est égal à 0,67.

La masse volumique vraie est 2,644 gr/cm³.

La masse volumique du lit fixe est 1,31 g/cm³.

Ce sable n'est pas poreux. La densité déterminée au porosimètre à mercure est 2,6.

A.5.312 - Caractéristiques de l'Alumine utilisée

La répartition granulométrique est la suivante :

dp_i en μ	pourcentage en poids f_i
> 149	1,57
140-149	10,33
125-140	7,52
112-125	14,27
100-112	37,27
90-100	16,59
80-90	9,95
74-80	0,90
63-74	1,18
< 63	0,42

On calcule alors :

$$d_p = 107 \mu$$

Par perméamétrie à l'air, nous avons obtenu un facteur de forme de 0,83.

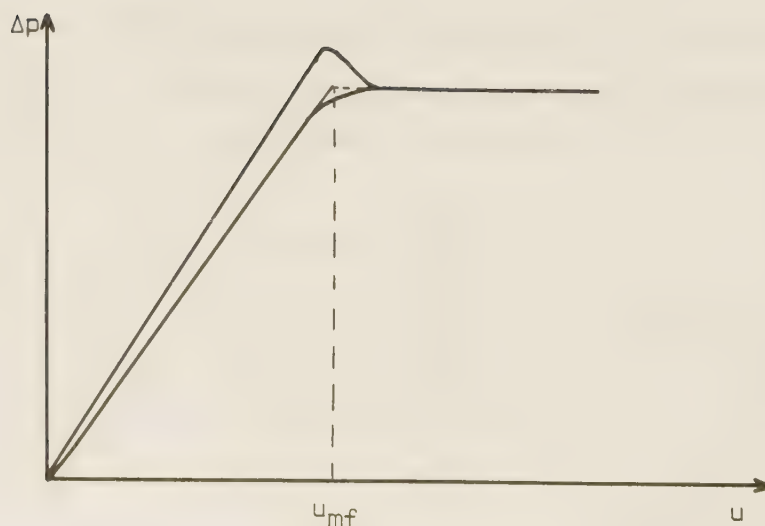
Les différentes masses volumiques sont :

masse volumique vraie 2,932 gr/cm³
apparente 1,27 gr/cm³
du lit fixe 0.64 gr/cm³

A.5.32 - VITESSES MINIMALES DE FLUIDISATION

Compte tenu du grand nombre de corrélations plus ou moins empiriques permettant théoriquement le calcul de la vitesse minimale de fluidisation, et surtout des différences dans les valeurs obtenues, il est préférable de déterminer cette grandeur expérimentalement, et si possible à l'aide du lit fluidisé qui servira aux études ultérieures.

Nous avons mesuré ces vitesses par la méthode la plus couramment employée qui consiste à utiliser la courbe donnant la perte de charge dans le lit fluidisé en fonction de la vitesse de l'air de la colonne. On définit alors la vitesse minimale de fluidisation, notée u_{mf} , comme la vitesse pour laquelle la perte de charge que subit le gaz est égale au poids du lit par unité de surface (cf figure 17).



u_{mf} s'obtient simplement par l'intersection de deux droites.

Il est nécessaire de prendre un certain nombre de précautions.

- Il est nécessaire que le lit fluidisé soit assez profond : en effet, pour chaque vitesse étudiée, on mesure la perte de charge dans le lit lui-même en faisant la différence entre la perte de charge dans toute la colonne et la perte de charge dans le fritté. Les pressions étant lues sur des manomètres à liquide, il est nécessaire que cette différence soit assez importante.

- Le diamètre de la colonne doit être assez élevé pour minimiser les effets de paroi (3,5) ; (une partie du lit étant supporté par les parois ce qui réduit la perte de charge réelle).

- L'état de fluidisation commençante étant assez instable, il est nécessaire, surtout au voisinage de la vitesse minimale de fluidisation, de fluidiser le lit vigoureusement avant de ramener la vitesse à la valeur désirée.

Il y a en fait deux manières d'opérer :

- fluidiser vigoureusement entre chaque mesure ;
- diminuer la vitesse du gaz par incréments sans refluidiser entre chaque mesure.

Nous avons utilisé cette dernière méthode.

Remarquons que nous avons mis en évidence une hystérèse assez marquée dans le diagramme "perte de charge-vitesse" des deux matériaux utilisés (cf figure 17).

La porosité du lit au minimum de fluidisation est obtenue à partir de l'expansion du lit fixe à l'état fluidisé.

Nous avons obtenu :

pour le sable	$\epsilon_{mf} = 0.511$	$u_{mf} = 2.75 \text{ cm/s}$
pour l'alumine	$\epsilon_{mf} = 0.514$	$u_{mf} = 0.78 \text{ cm/s}$

SYMBOLES

d_{BR}	Diamètre de la bulle calculé a priori
d_p	Diamètre moyen des particules
f_i	Fraction en poids de particules de diamètre dp_i
f_w	Fraction de volume de bulle occupée par le sillage
u	Vitesse du gaz de fluidisation
u_{mf}	Vitesse minimum de fluidisation
V_b	Volume de la bulle
V_i	Volume de gaz injecté pour former la bulle

BIBLIOGRAPHIE

- 1 K. GODARD et J.F. RICHARDSON -
"Minimum stable bubble volumes and bubble Collapse Rates in
gas fluidised beds"
The Can J1 of Chem. Eng. 47, 350 (1969)
- 2 P.N. ROWE, B.A. PARTRIDGE -
"An X-Ray Study of bubbles in fluidised beds"
Trans. Instn. Chem. Engrs. 43, T 157 (1965)
- 3 P.N. ROWE, R. MATSUNO -
"Single bubbles injected into a gas fluidised bed and obser-
ved by X-Rays"
Chem. Eng. Sci. 26, 923 (1971)
- 4 D. KUNII et O. LEVENSPIEL -
"Fluidization Engineering" '
J. Wiley & sons, New-York 1968
- 5 J.F. FRANTZ -
"Minimum fluidization velocities and pressure drops in flui-
dized beds"
Symp. on Dev. in Fluid. particle Technology (A.I.Ch.E.)
Boston 1964
- 6 P.N. ROWE et T. WITHMER
Communication personnelle

FIGURES

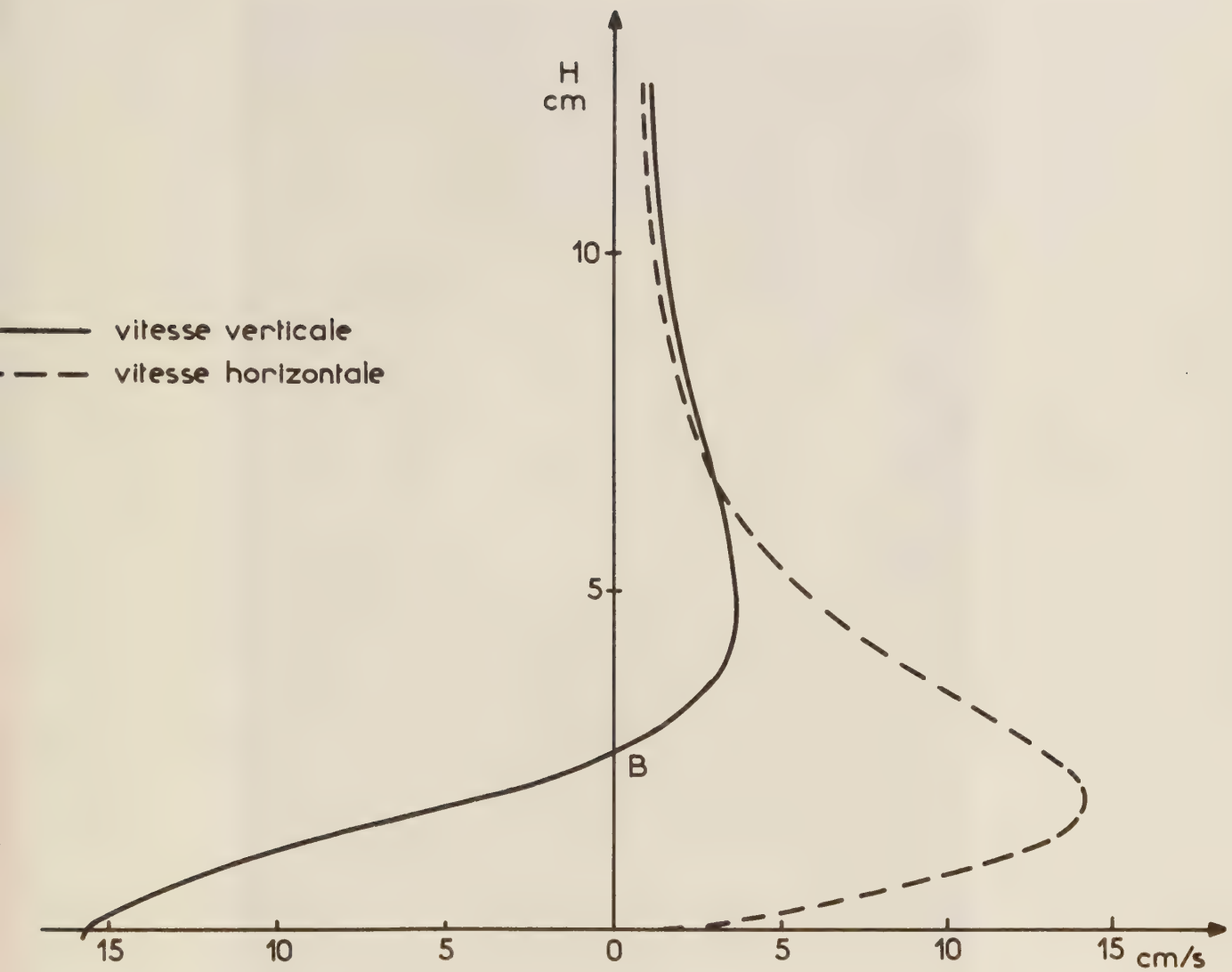


Figure n° 1 : Variations des vitesses horizontales et verticales des particules avec la distance verticale au centre de la bulle ($R_b = 3,5$ cm, $L = 4$ cm)



Figure n° 2 : Mouvement des particules fluidisées autour
d'une bulle "bi-dimensionnelle"
(photographie fournie gracieusement par
Monsieur le Professeur ROWE, University
College, LONDRES)

- | | |
|---------------------------|--|
| ① Surface de détection | ⑥ disque portant les couteaux inférieurs |
| ② dessus caoutchouc | ⑦ sorties électriques |
| ③ boîtier bois bakéliné | ⑧ disque portant les couteaux supérieurs |
| ④ élément piézoélectrique | ⑨ couvercle de serrage vissé |
| ⑤ bras amortisseur | |

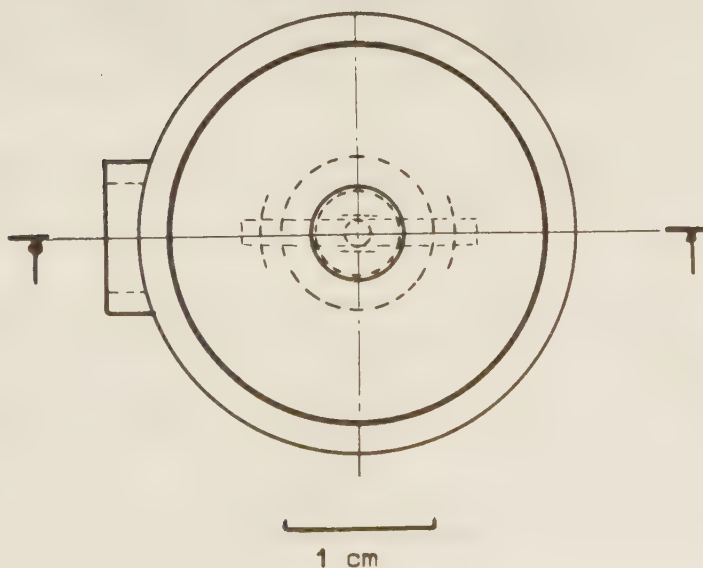
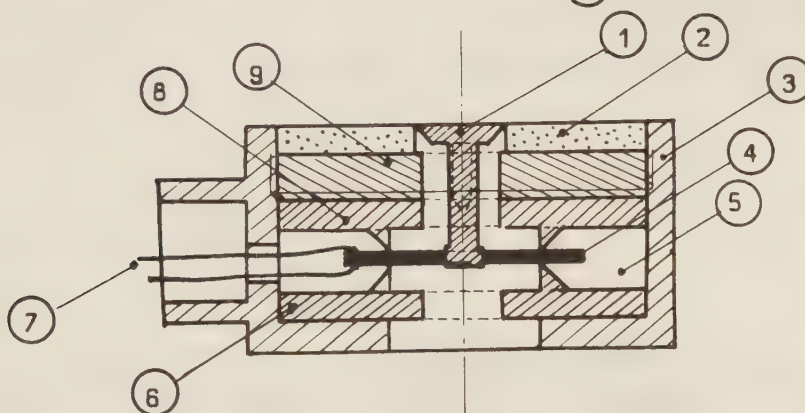


Figure n° 3 : Schéma du capteur type I

- ① dessus caoutchouc
- ② vis de serrage
- ③ surface de détection
- ④ couvercle
- ⑤ plaque portant les couteaux supérieurs
- ⑥ boîtier en bois bakélisé
- ⑦ brai amortisseur
- ⑧ sorties électriques
- ⑨ cavalier
- ⑩ élément piézoélectrique
- ⑪ plaques portant les couteaux inférieurs

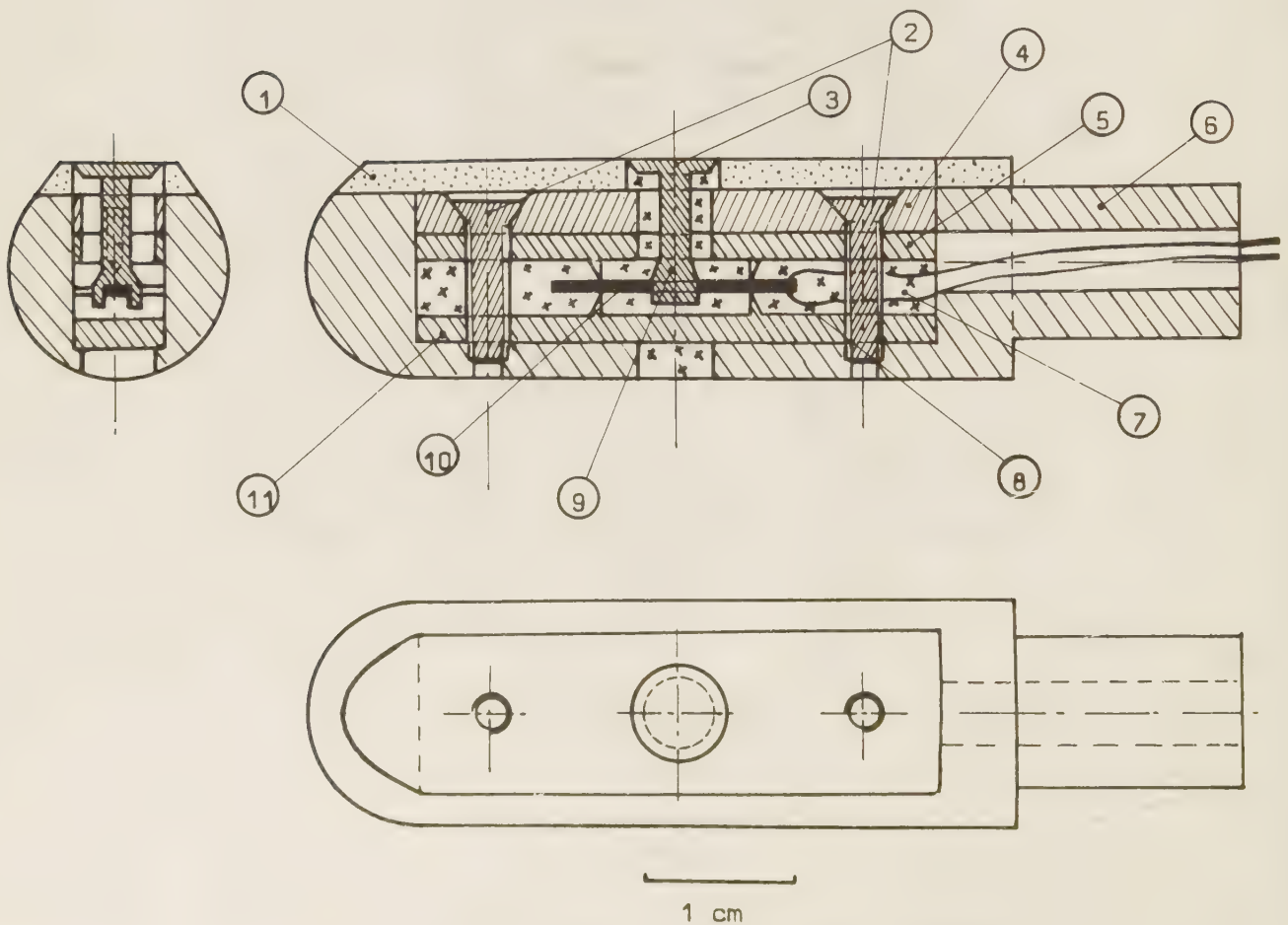


Figure n° 4 : Schéma des capteurs du type II

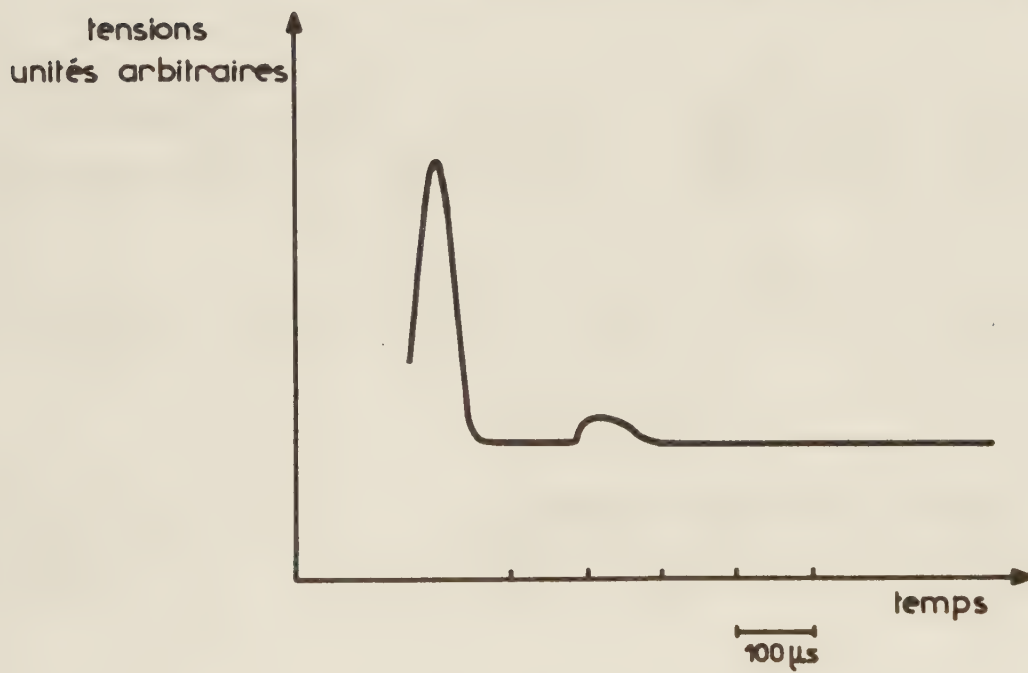
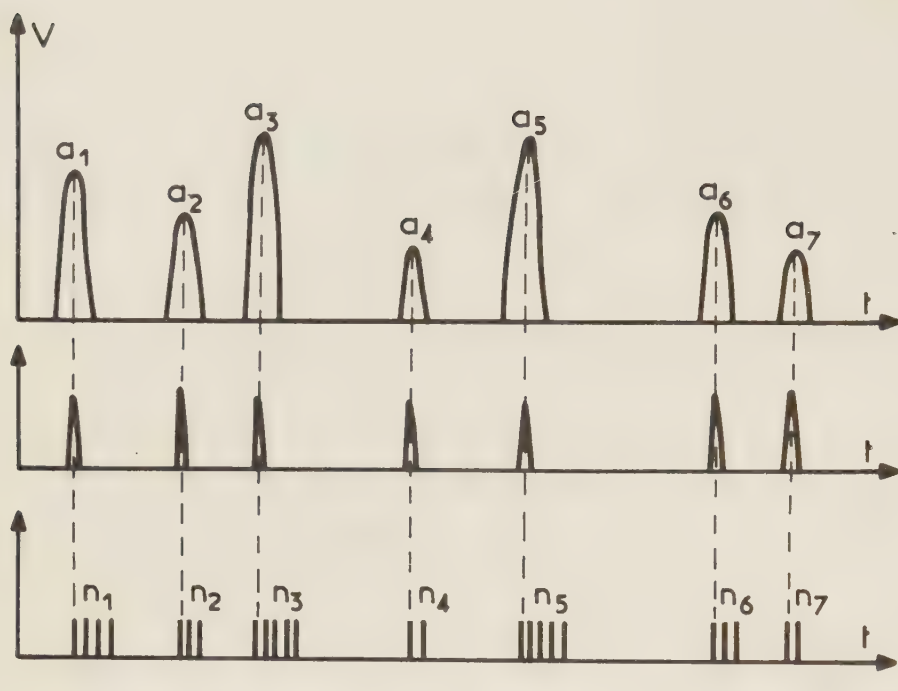


Figure n° 5 : Réponse du capteur au choc d'une particule sur sa surface sensible



signal a_1 (entrée sur la voie analogique)

impulsions d'échantillonnage émises par le détecteur de pics

train de conversion à 10 MHz
(n_i proportionnel à a_i)

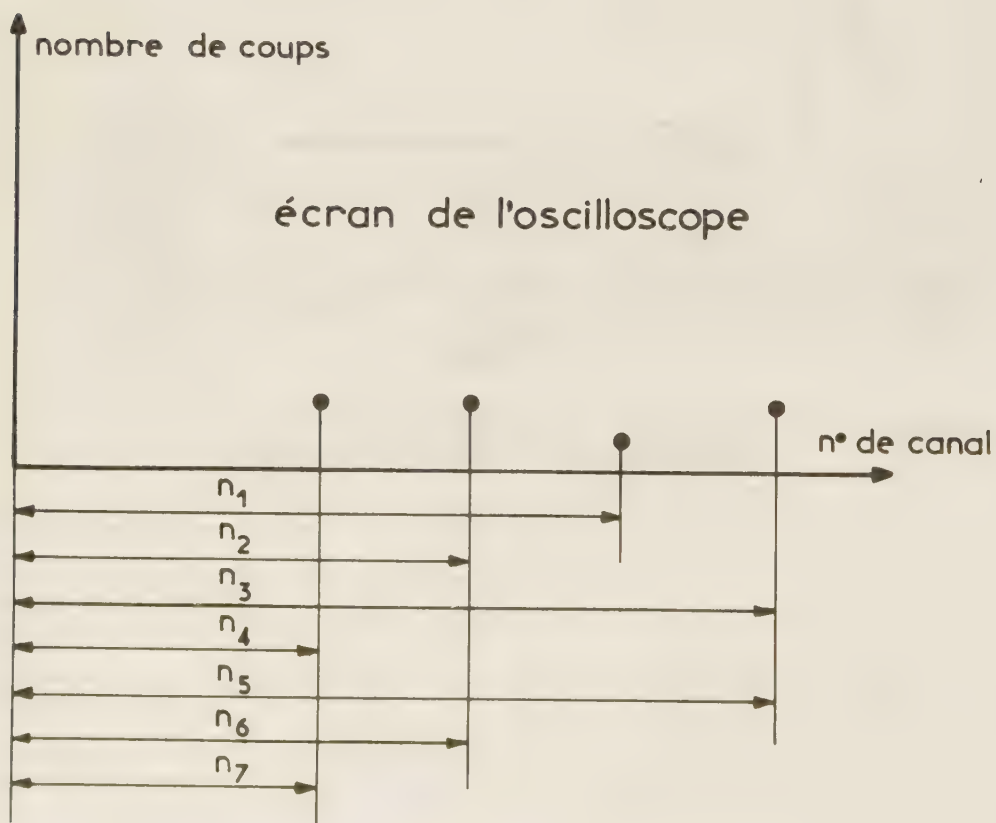


Figure n° 6 : Principe de fonctionnement de l'analyseur en statistique d'amplitude

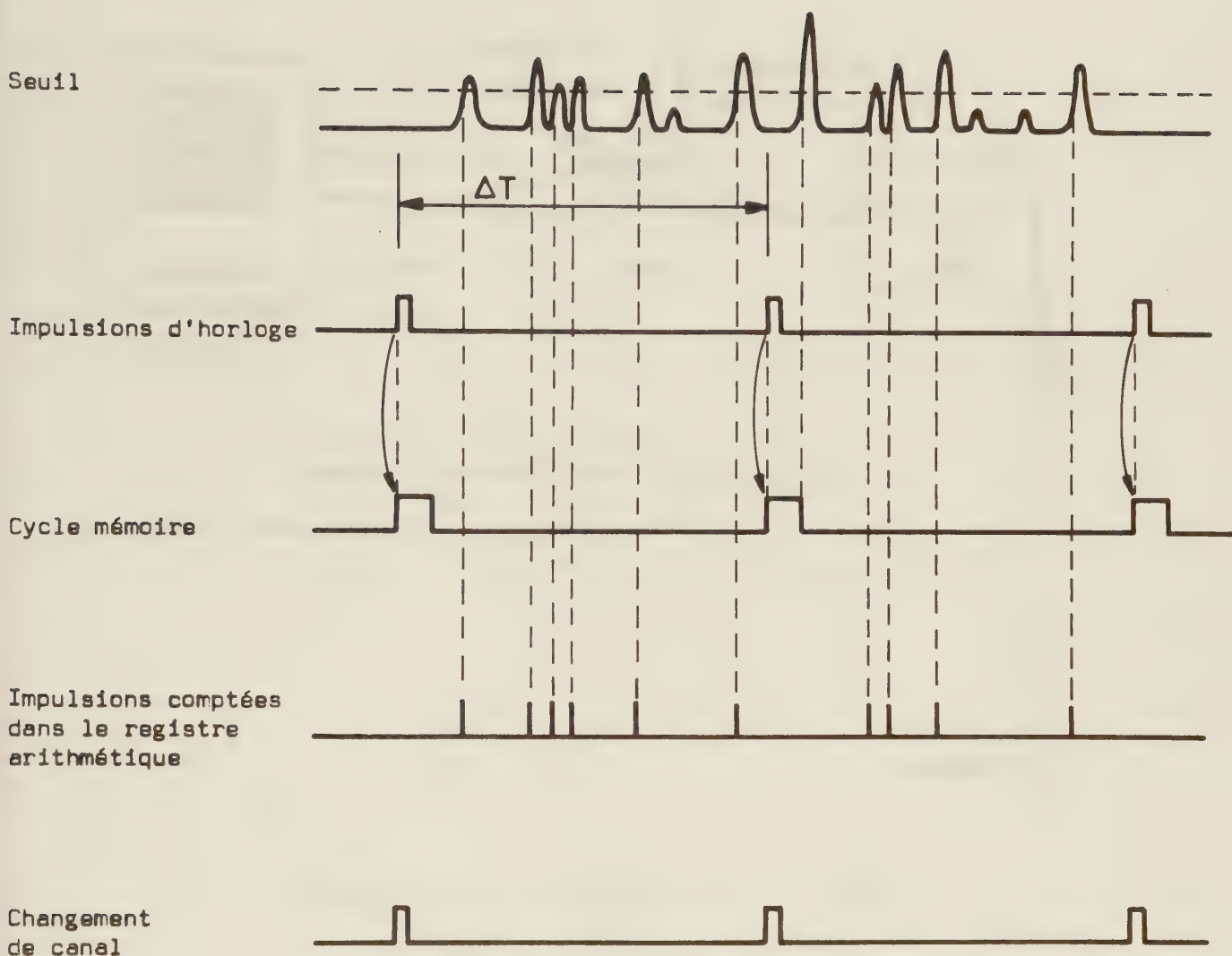


Figure n° 7 : Principe de fonctionnement de l'analyseur multicanaux en taux de comptage

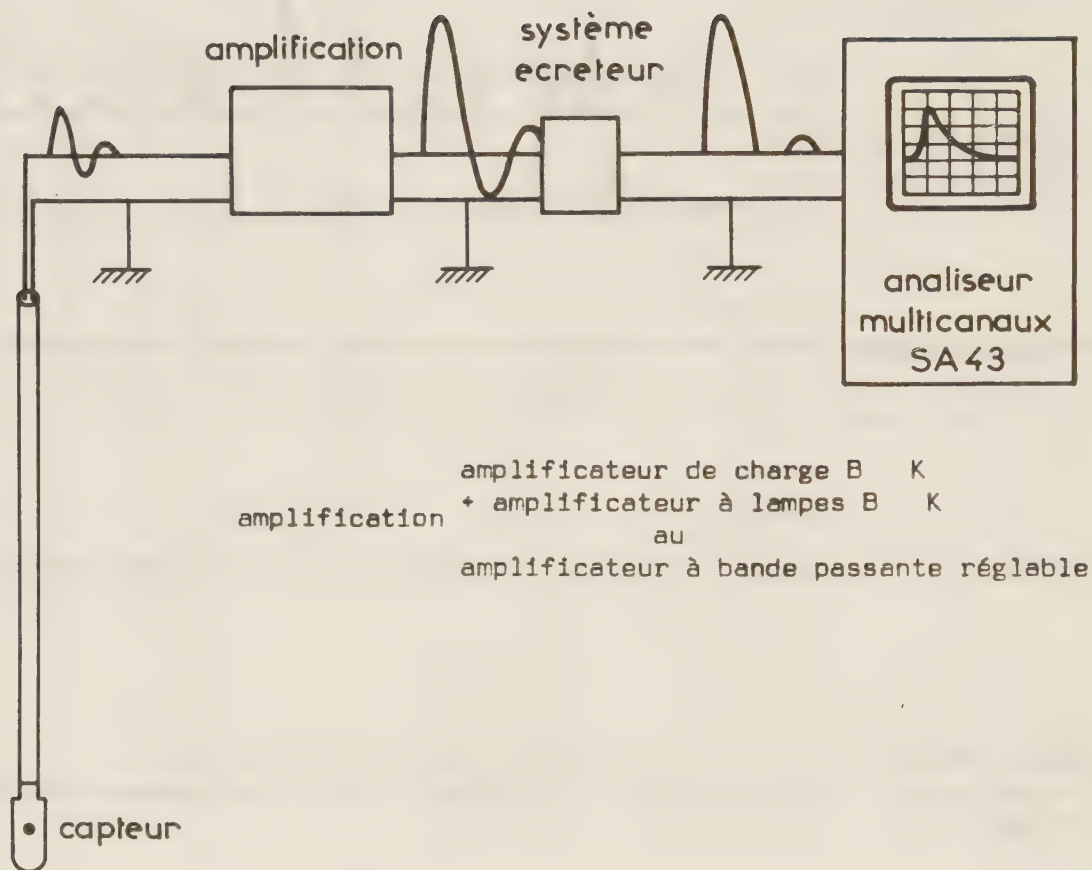


Figure n° 8 : Schéma de la chaîne de mesure

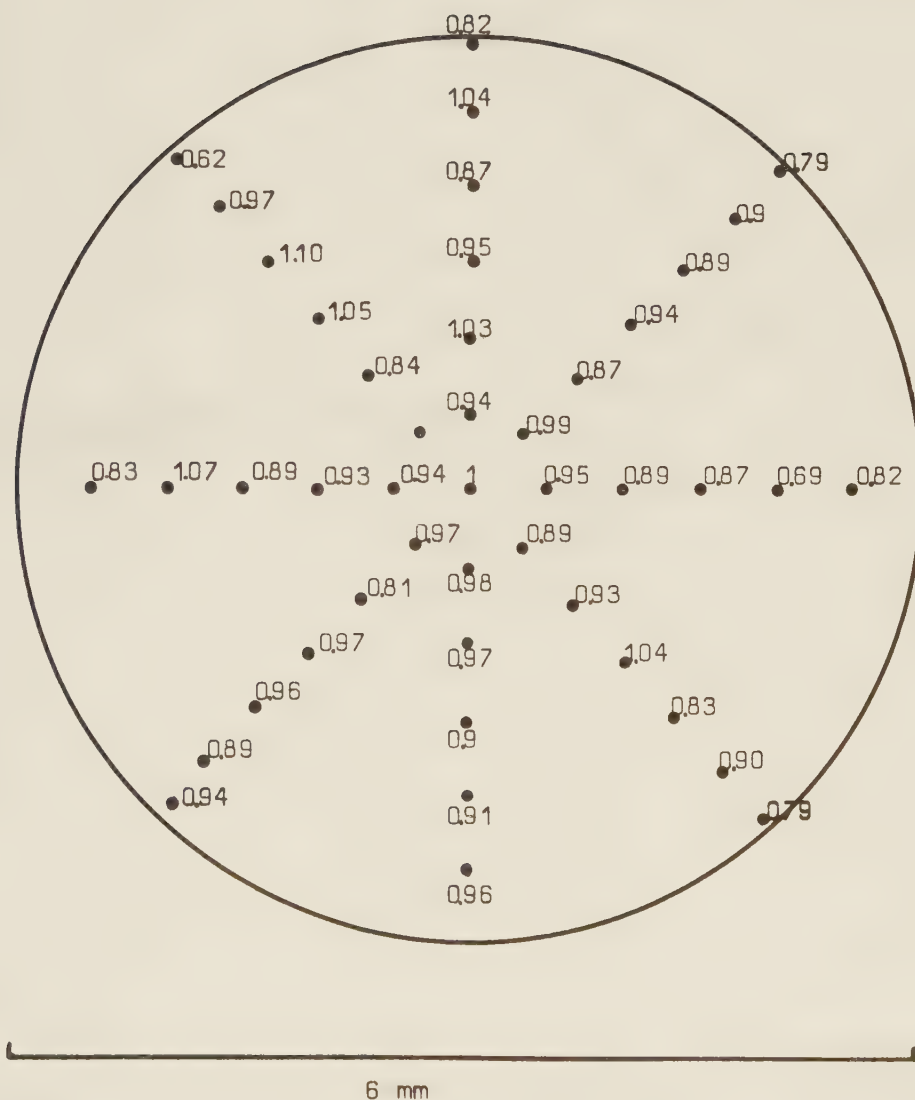


Figure n° 9 : Carte de sensibilité de la surface de détection

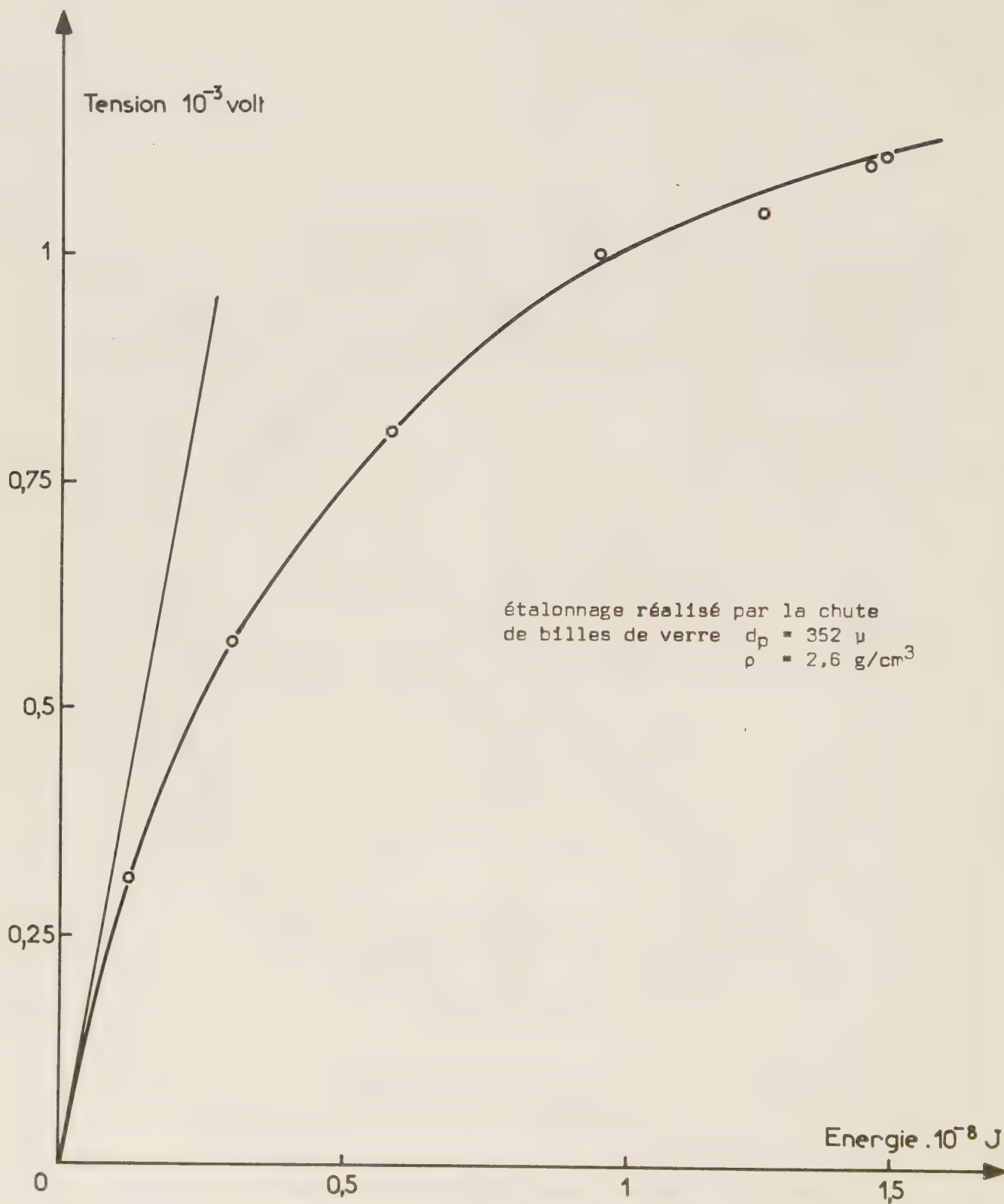


Figure n° 10 : Etalonnage du capteur I en énergie cinétique

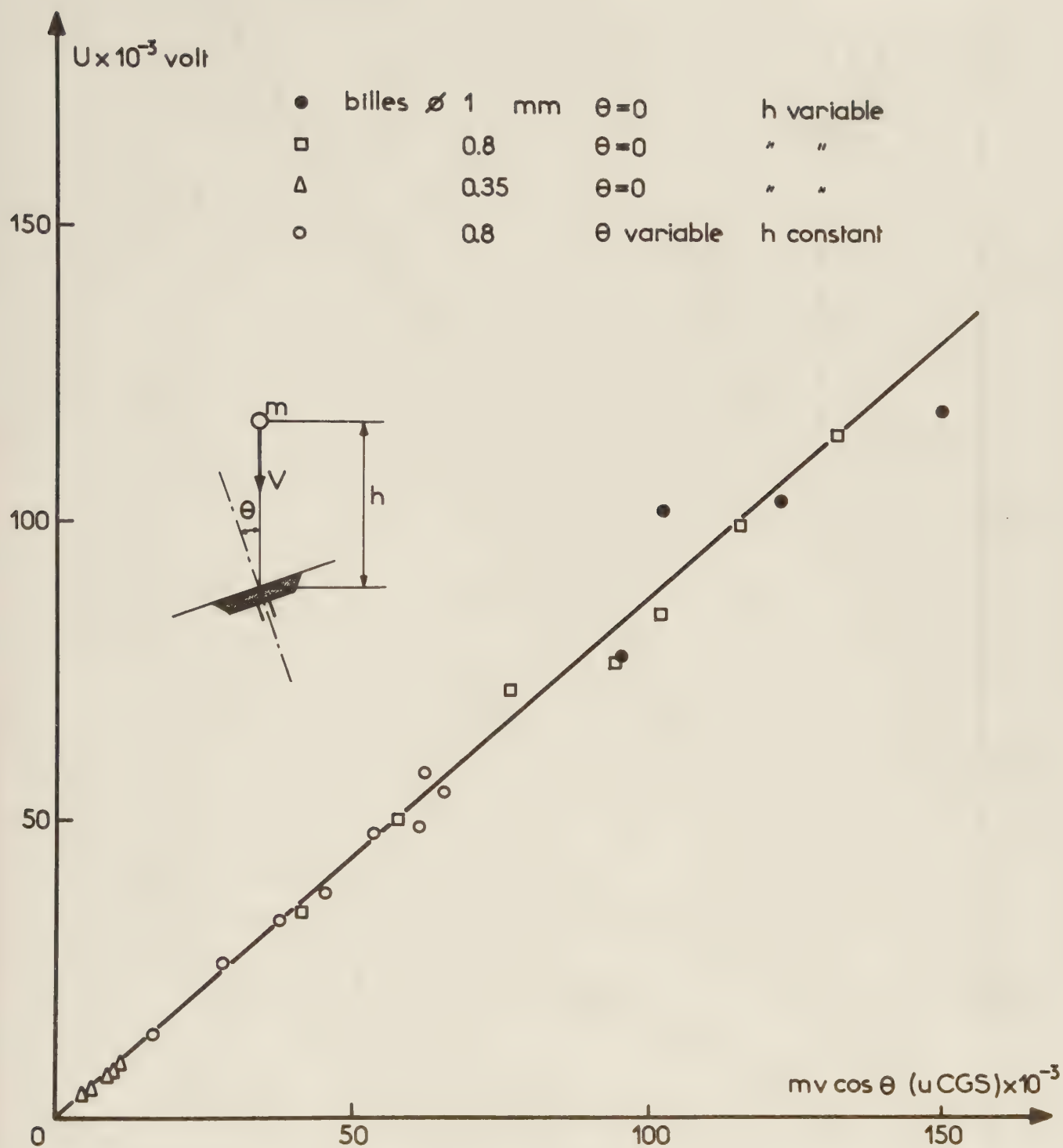


Figure n° 11 : Etalonnage du capteur IIb

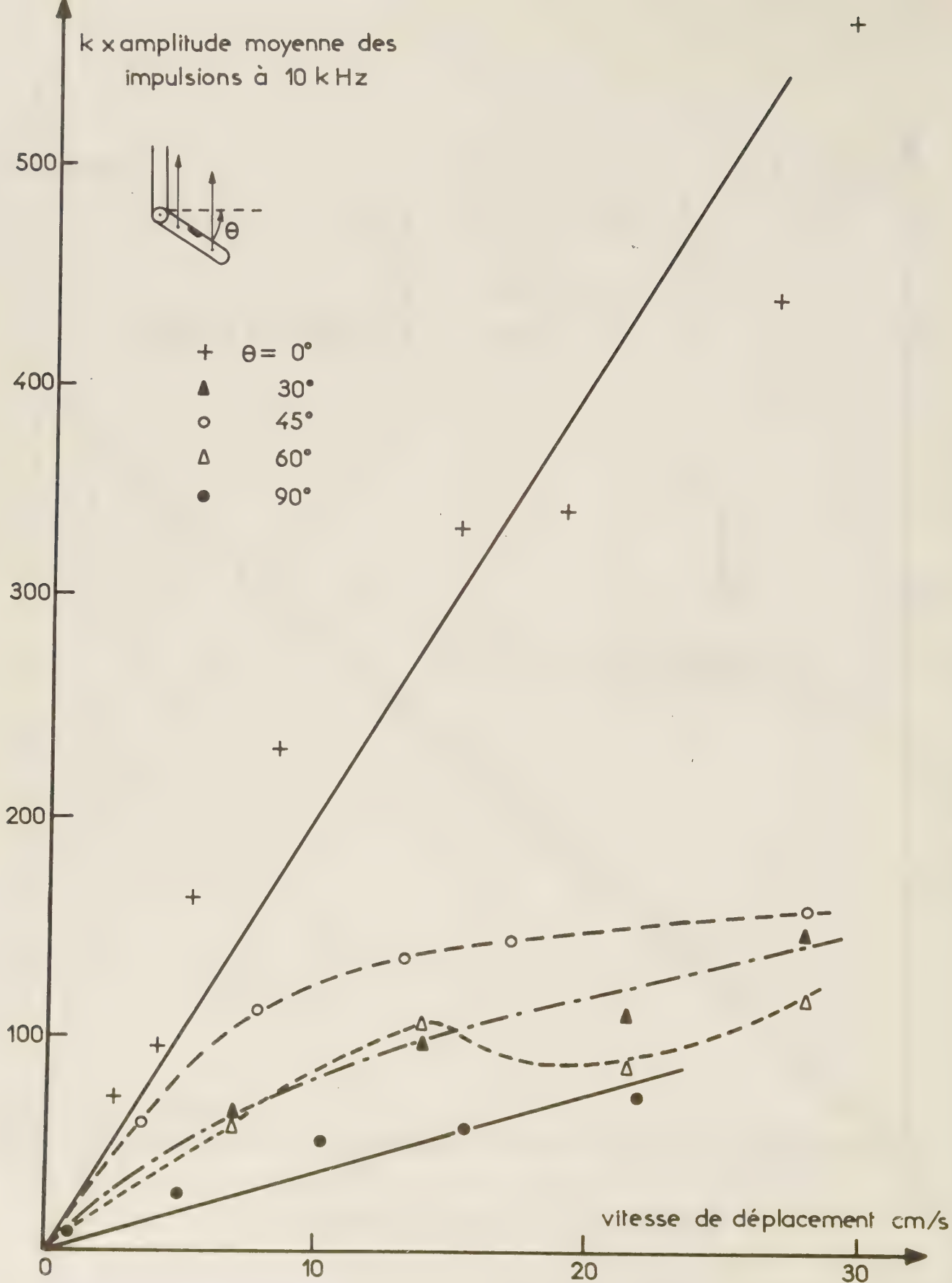


Figure n° 12 : Etalonnage du capteur IIa par déplacement dans un lit au minimum de fluidisation

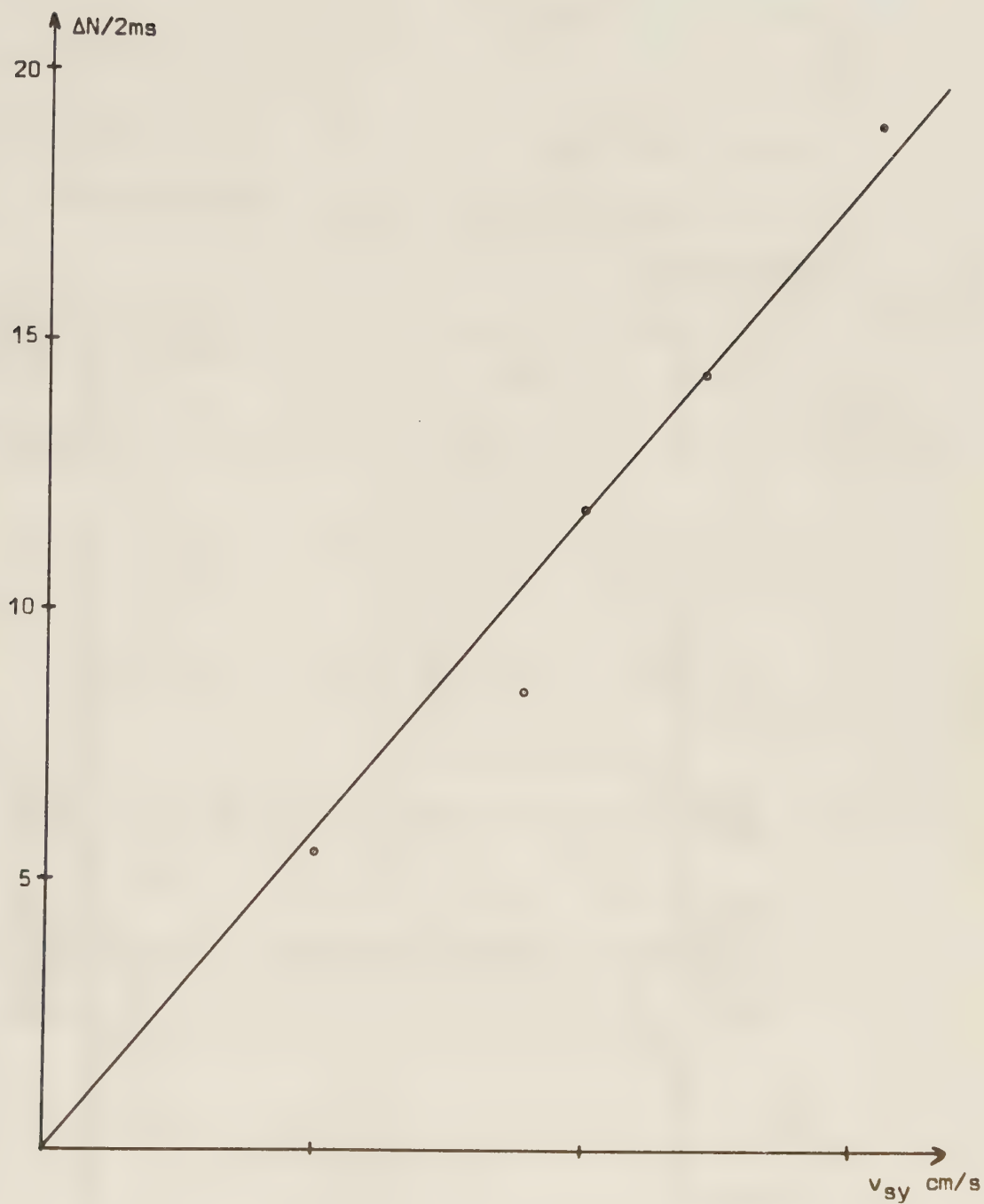


Figure n° 13 : Variation du nombre d'impulsions à 10 kHz émises par le capteur I toutes les 2 ms en fonction de la vitesse de "frottement" des grains

- ① virole en PVC transparent
- ② distributeur
- ③ crampons de serrage
- ④ couronne supportant le distributeur
- ⑤ arrivée d'air

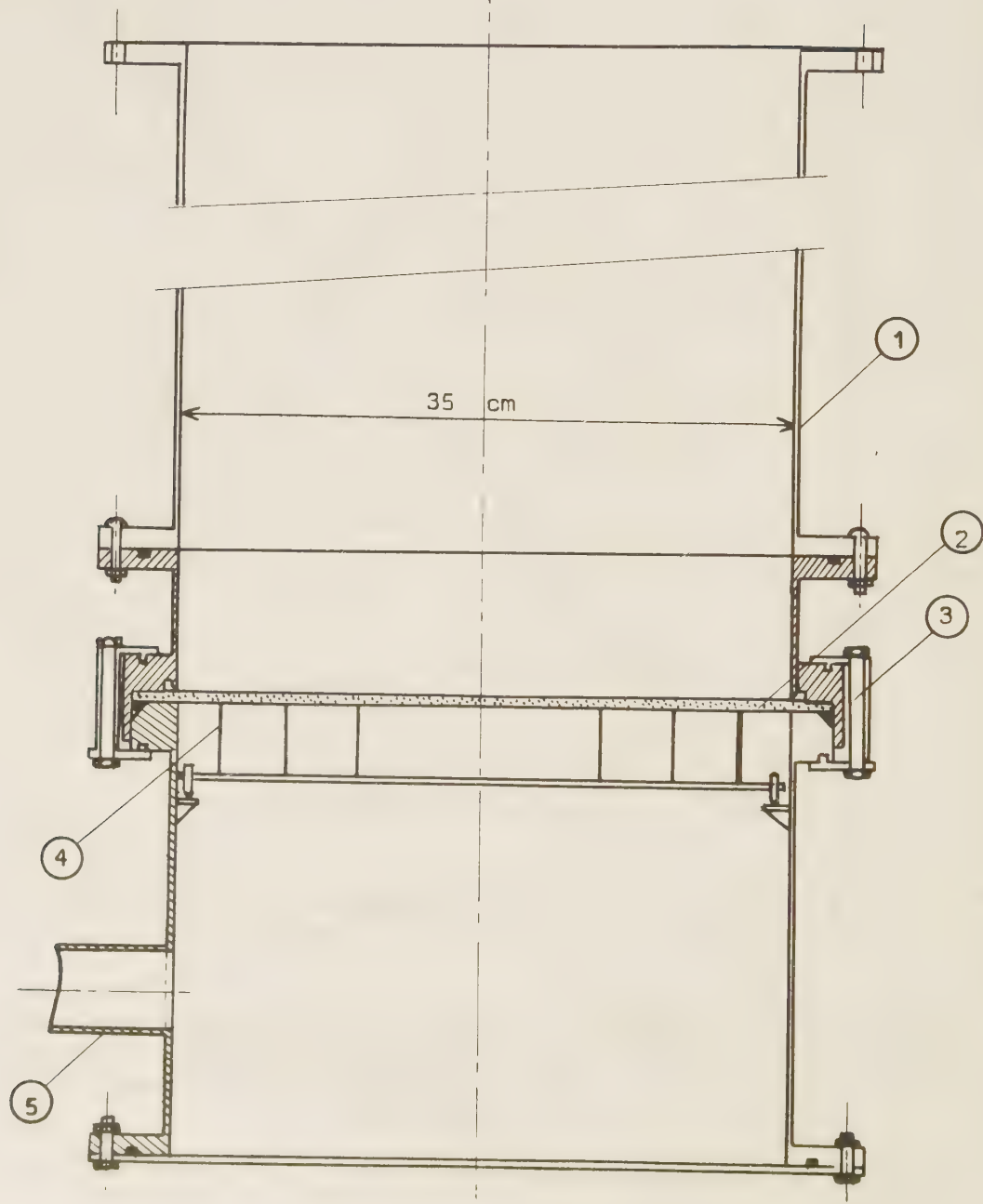


Figure n° 14 : Schéma de la colonne de fluidisation

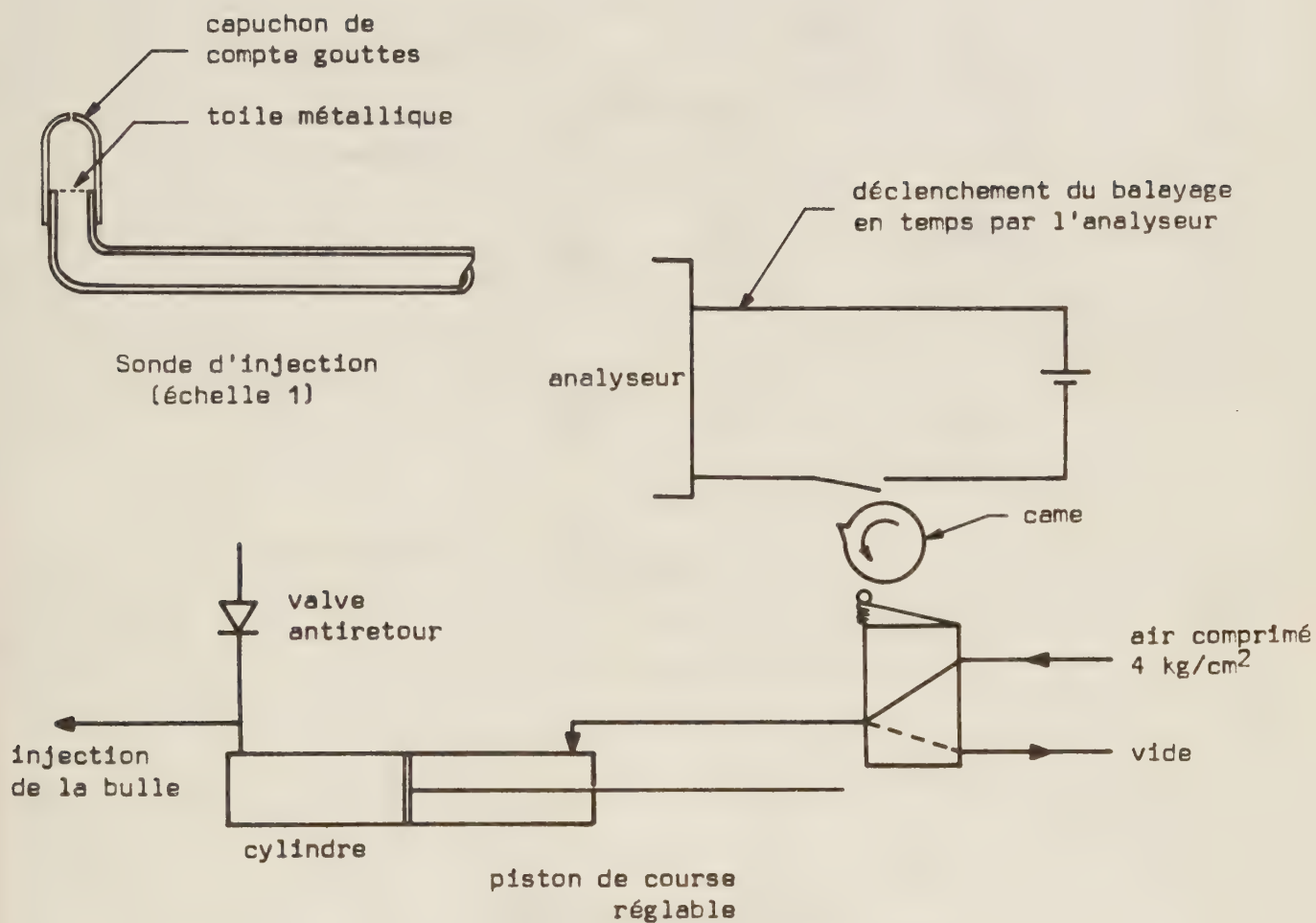


Figure n° 15 : Schéma de dispositif d'injection de bulles artificielles

- (A) Alimentation 12 V
- (B) Rhéostat
- (C) m. Ampèremètre
- (D) Potentiomètre $2\ \Omega$ (réglage fin)
- (E) $10\ \Omega$ (réglage grossier)
- (F) Filaments

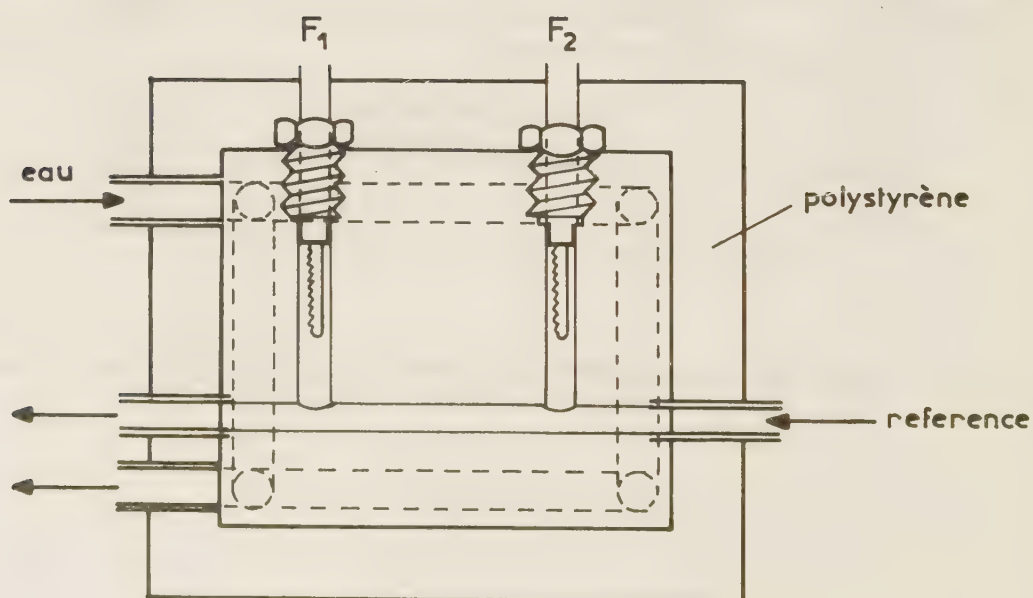
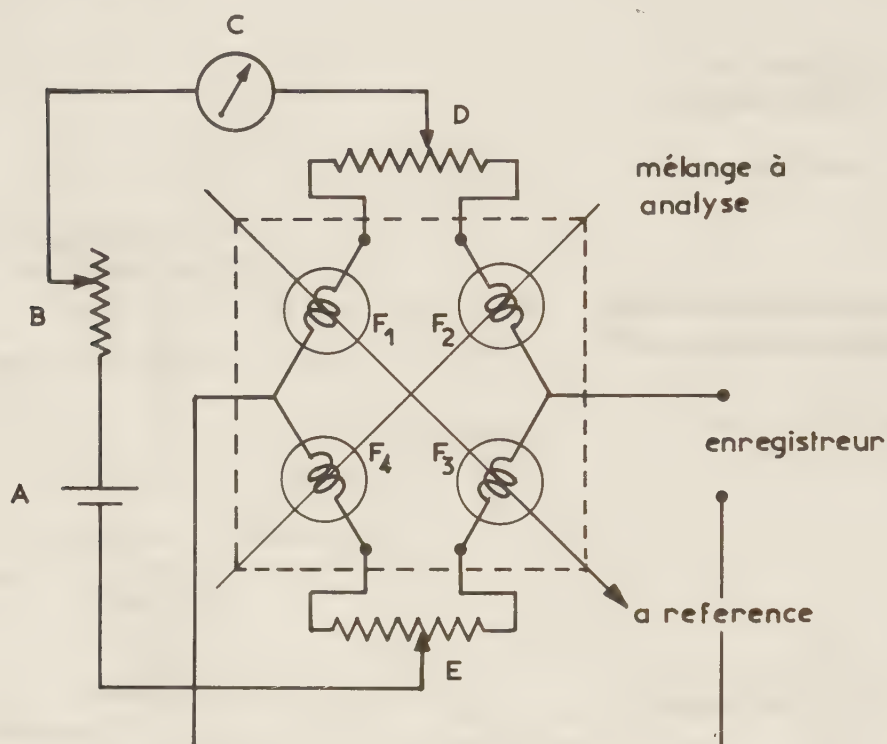


Figure n° 16 : Pont de mesure et cellule de catharomètre
(échelle non respectée)

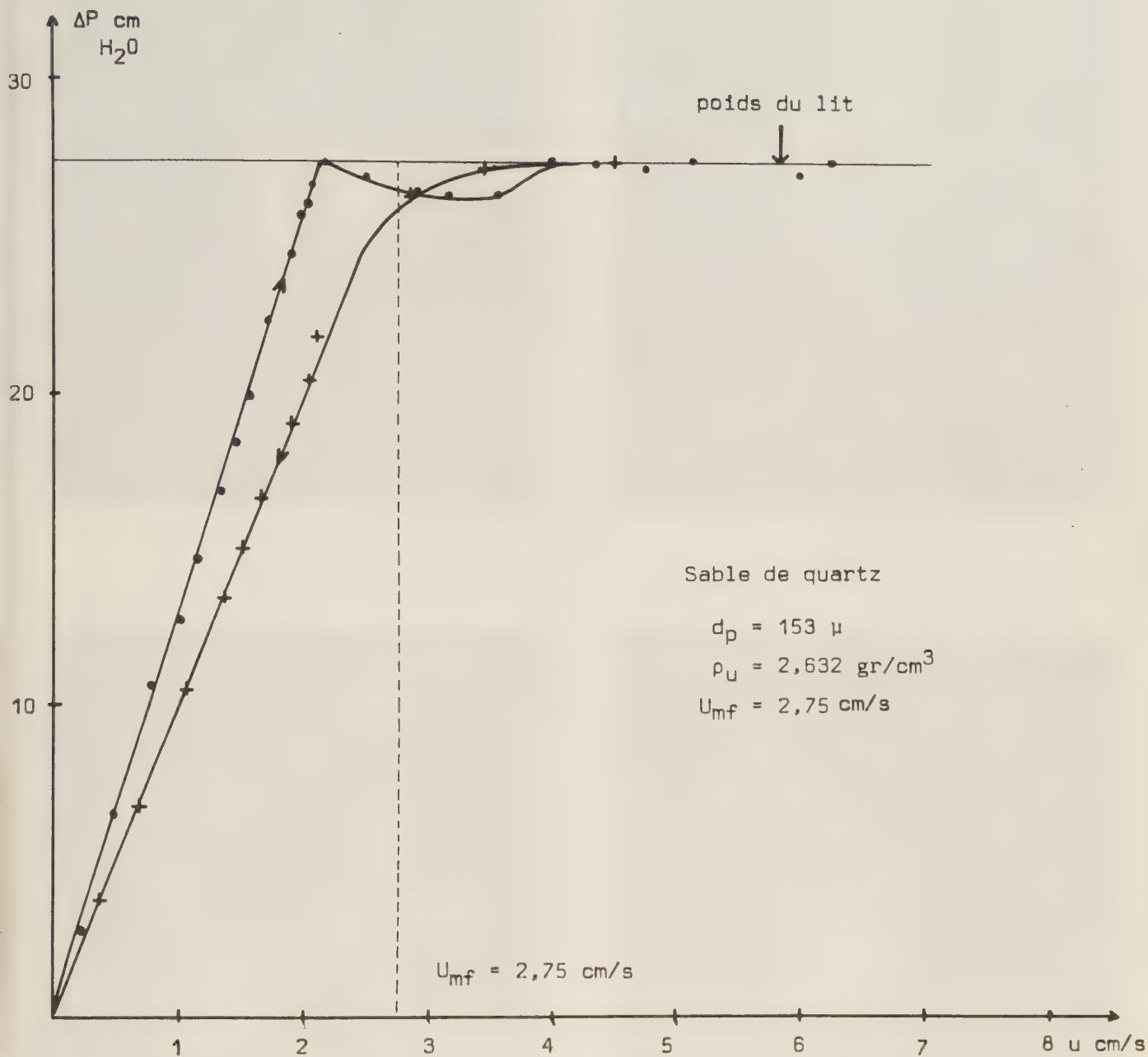


Figure n° 17 : Courbe de perte de charge dans le lit en fonction de la vitesse de l'air



$L = 0 \text{ cm}$



$L = 0 \text{ cm}$



$L = 4 \text{ cm}$



$L = 6 \text{ cm}$

Figure n° 18 : Images "X" d'une bulle ($d_B = 7 \text{ cm}$) passant au voisinage du capteur

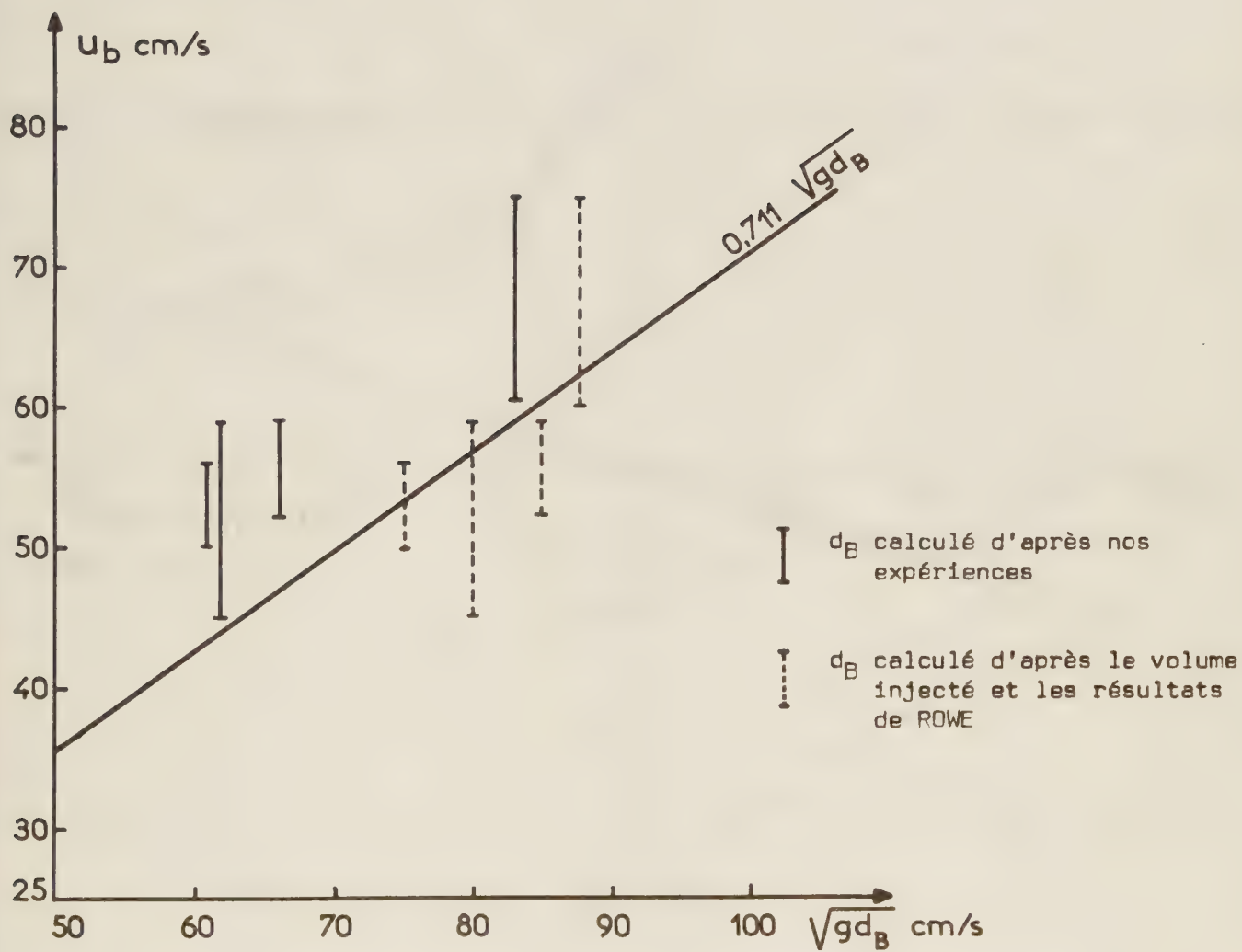


Figure n° 19 : Variation de la vitesse de la bulle avec $\sqrt{gd_B}$

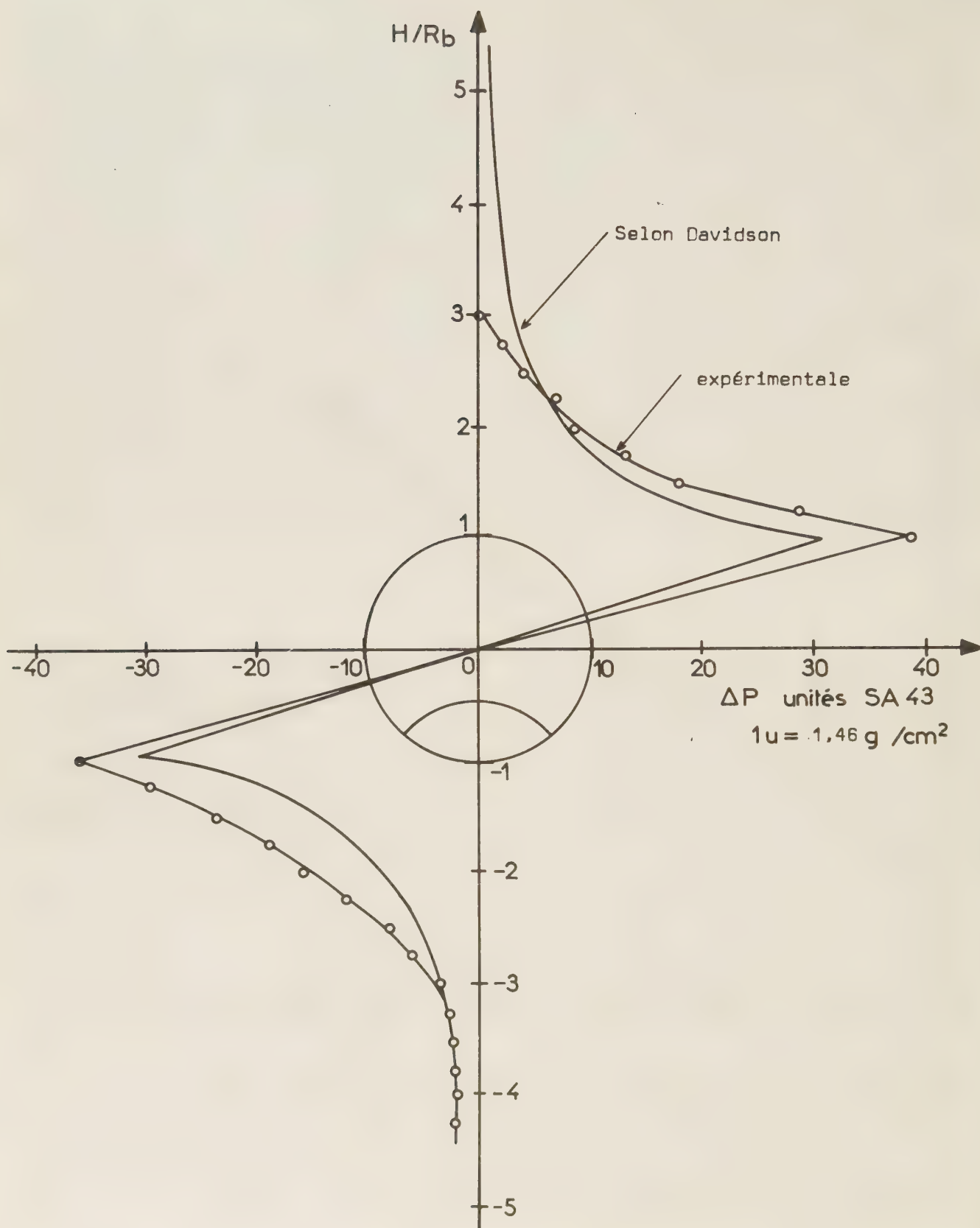


Figure n° 20 : Variation de la pression sur l'axe d'une bulle $d_B = 7 \text{ cm}$

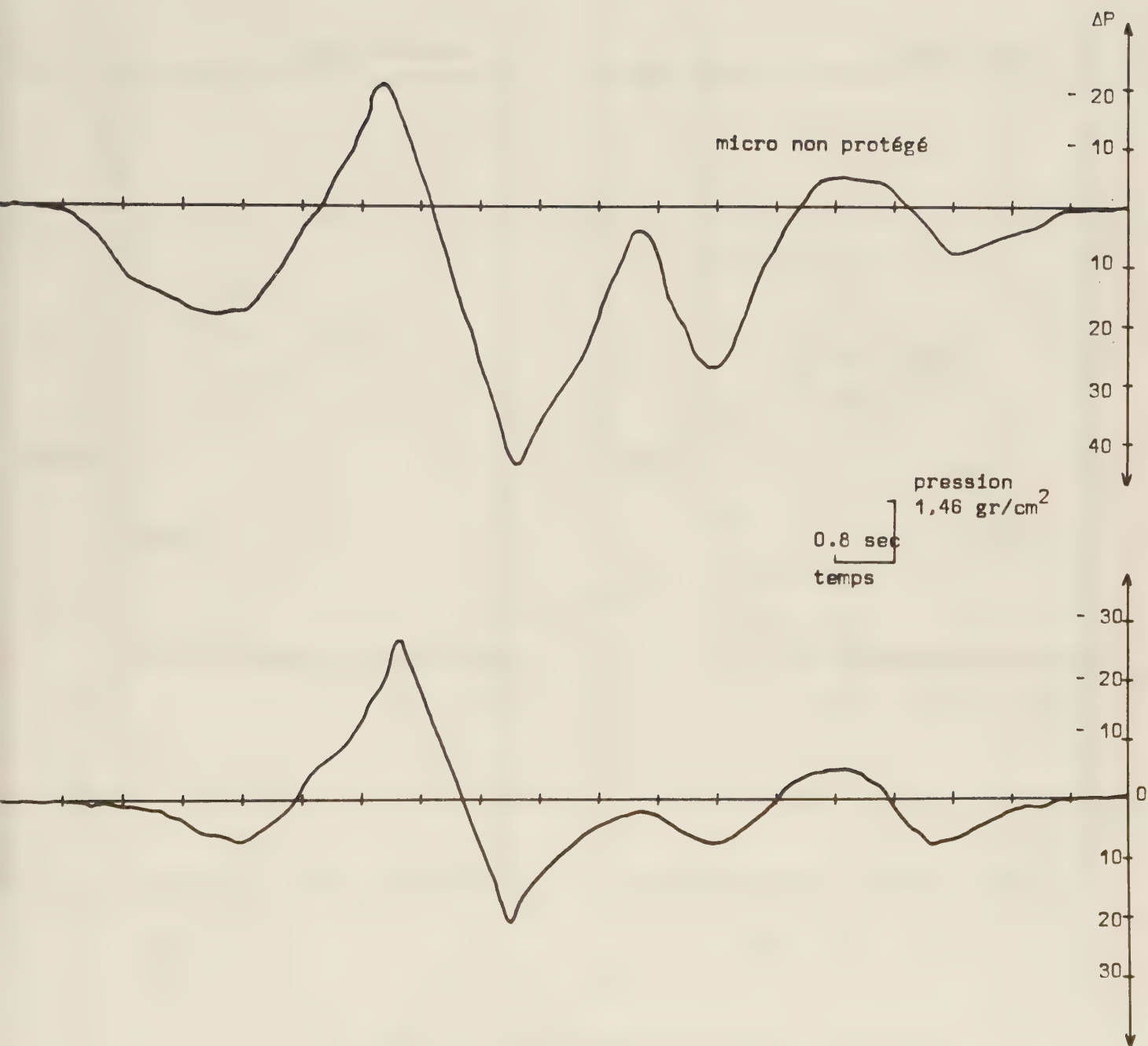


Figure n° 21 : Exemples d'enregistrements de la variation de pression due au passage d'une bulle $d_B = 7$ cm, $L = 4$ cm

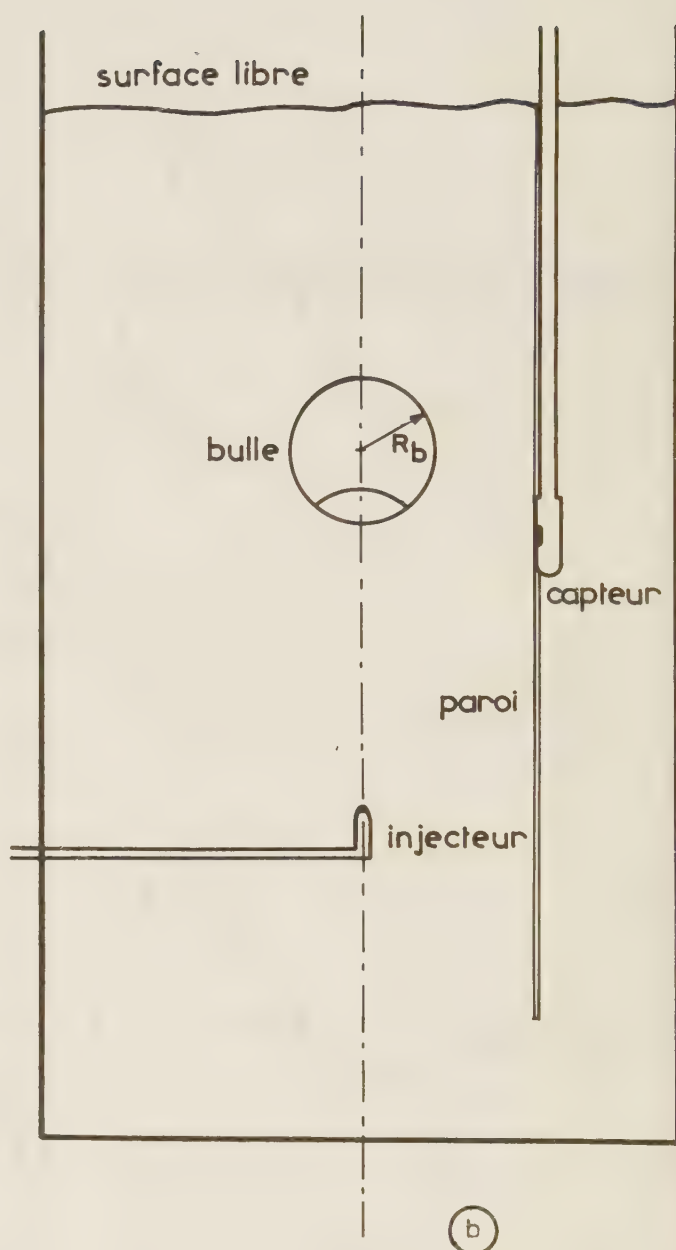
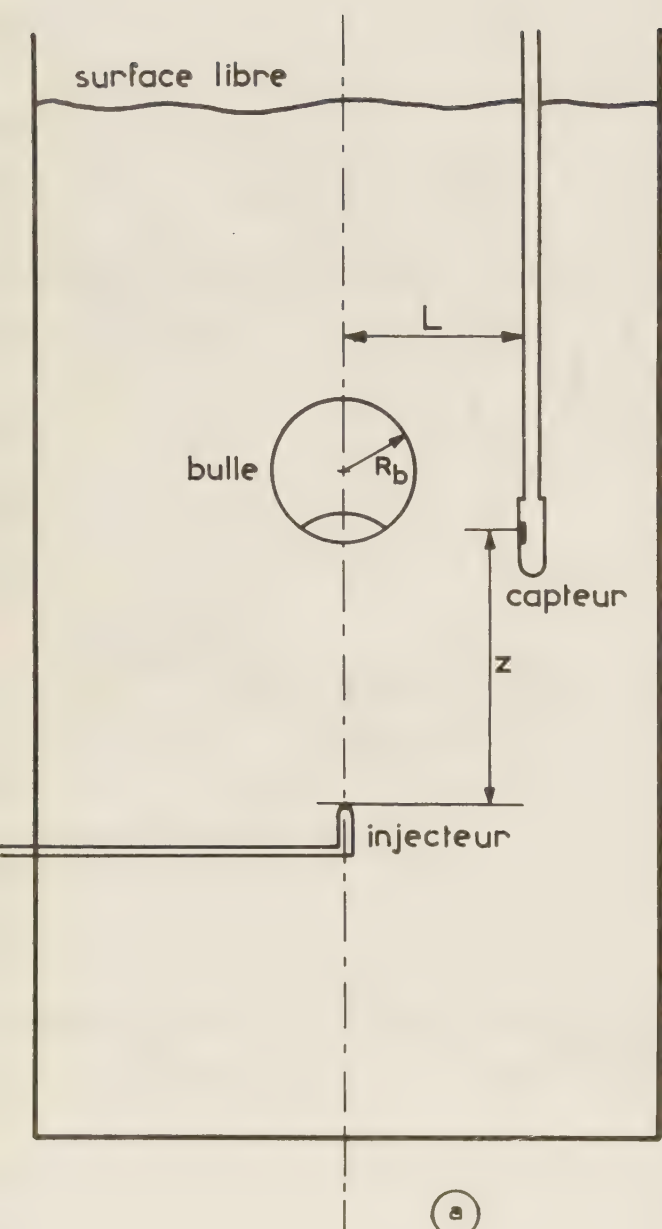
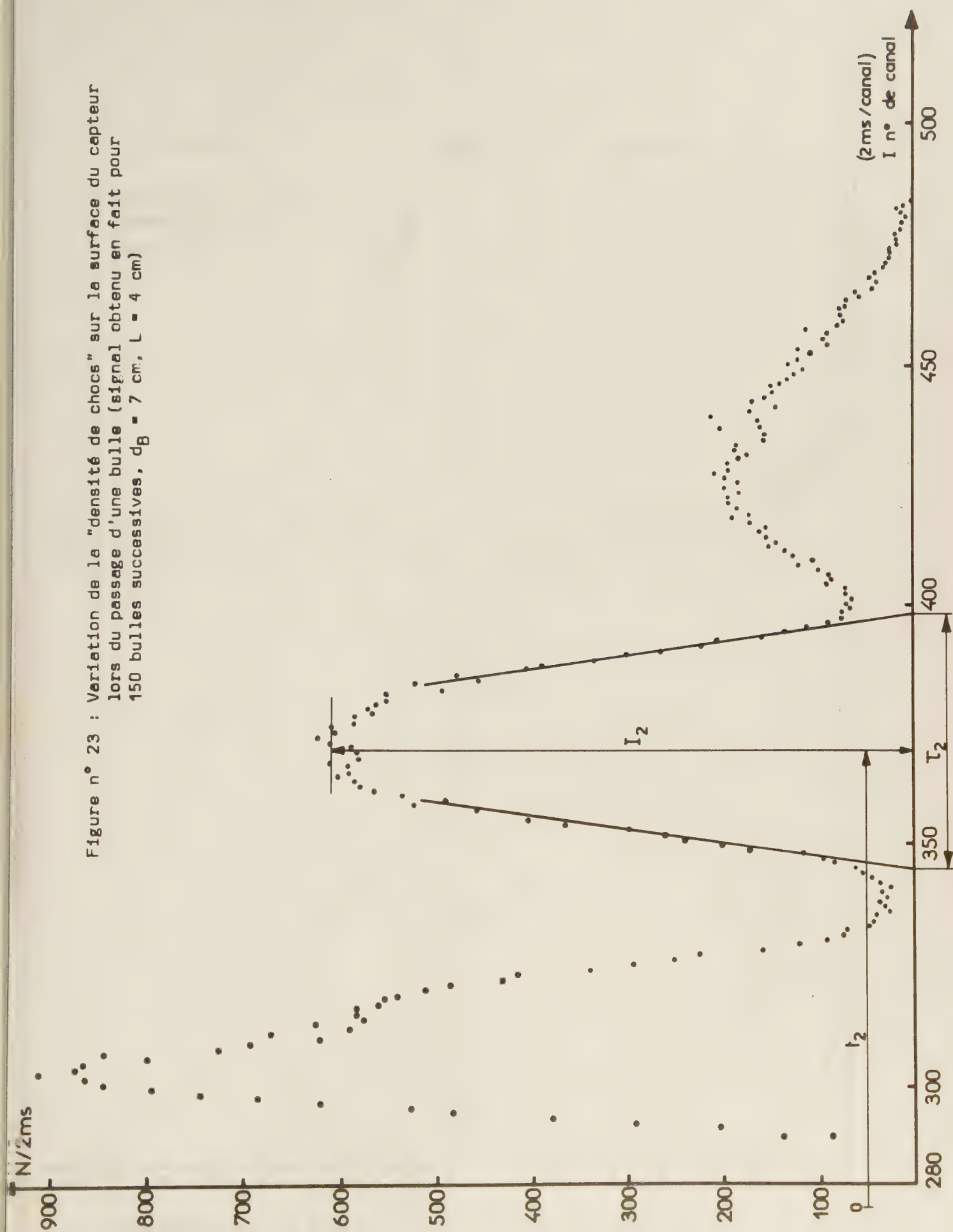


Figure n° 22 : Positions respectives du capteur et de la bulle

a capteur isolé

b capteur inséré dans une paroi verticale

Figure n° 23 : Variation de la "densité de chocs" sur la surface du capteur lors du passage d'une bulle (signal obtenu en fait pour 150 bulles successives, $d_b = 7$ cm, $L = 4$ cm)



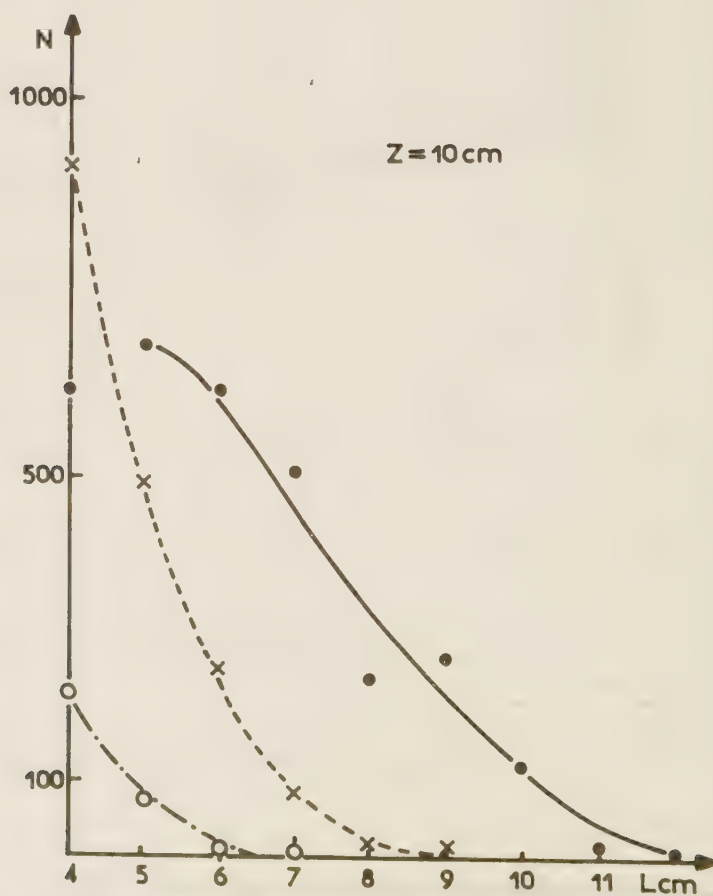
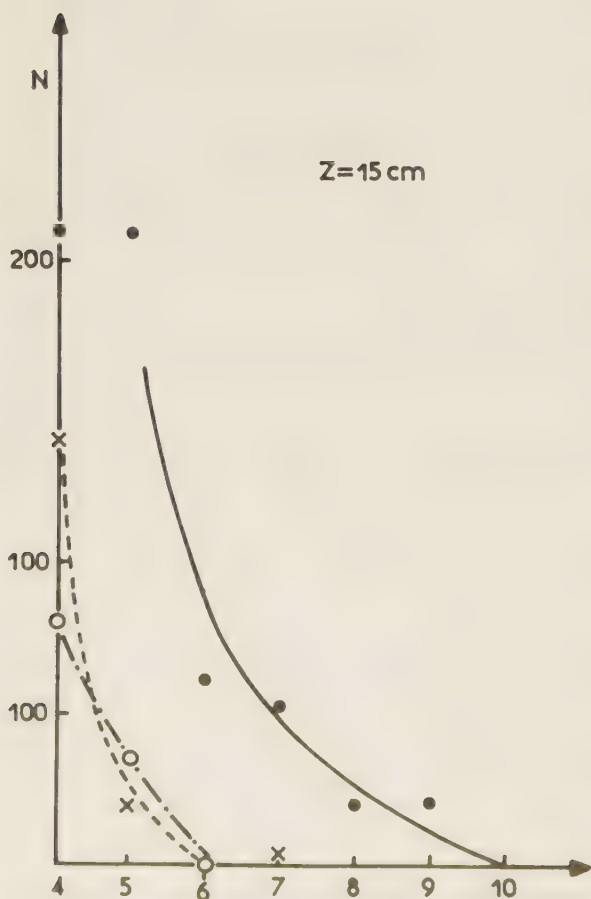
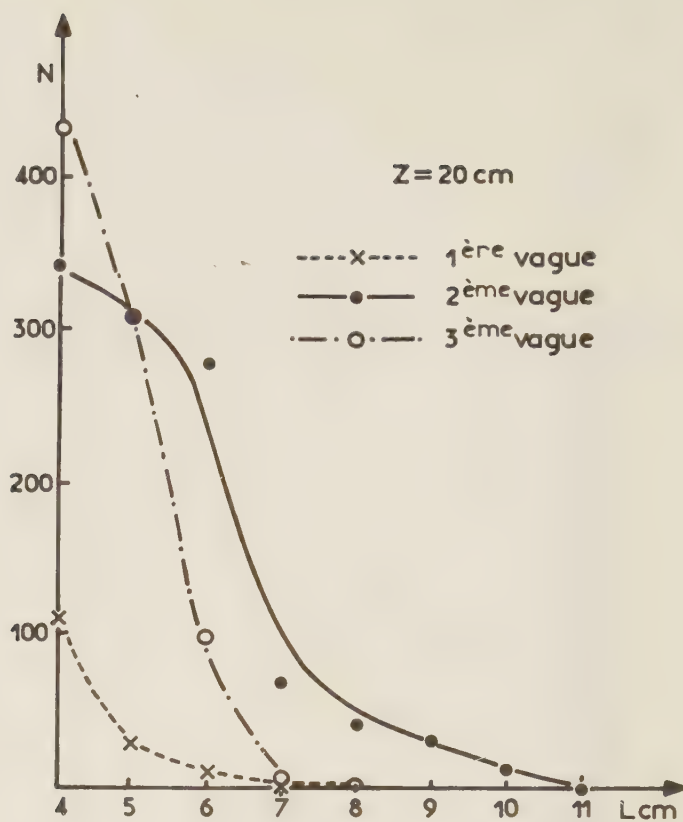
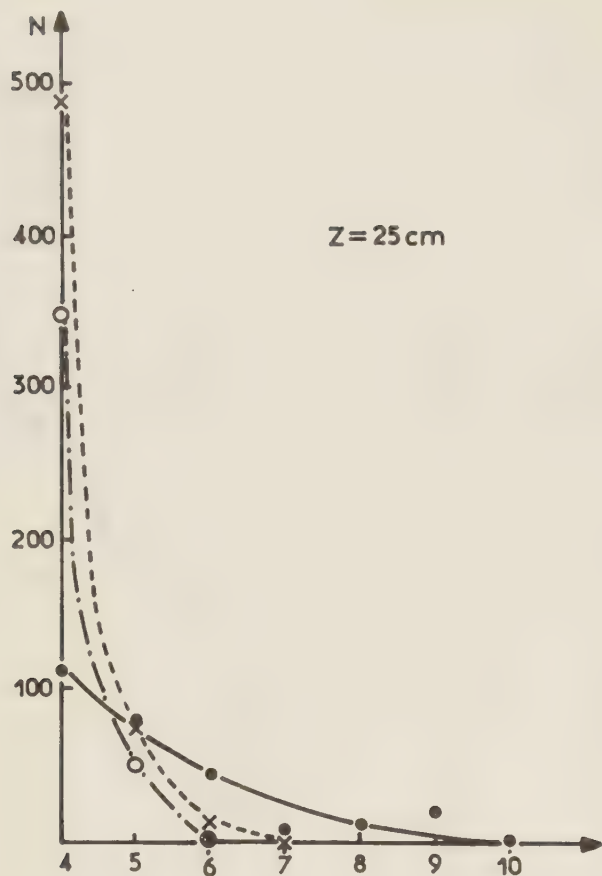


Figure n° 24 : Variations des intensités des 3 vagues avec la distance L à différentes cotes de l'injecteur (pour 70 bulles successives)

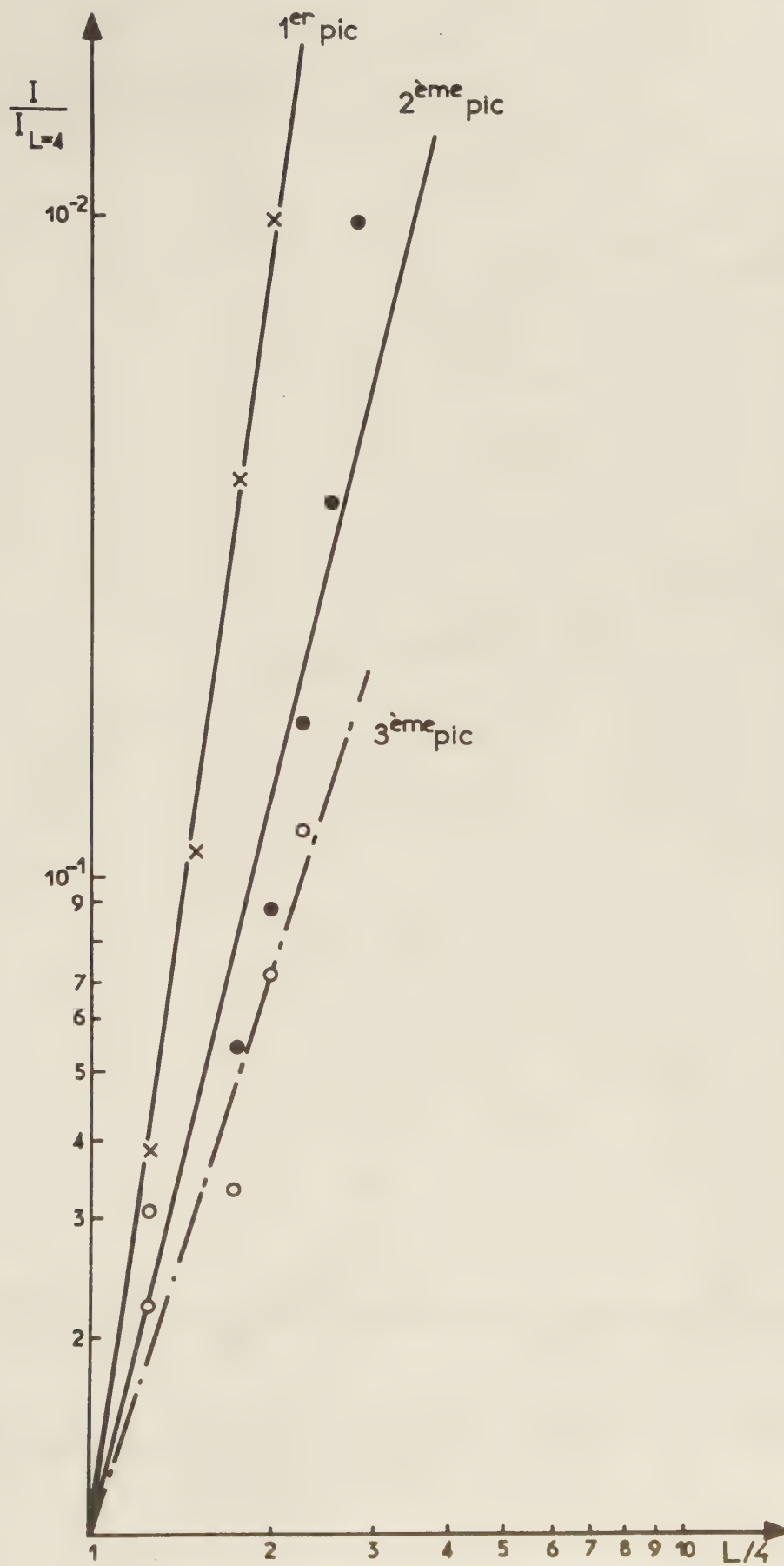


Figure n° 25

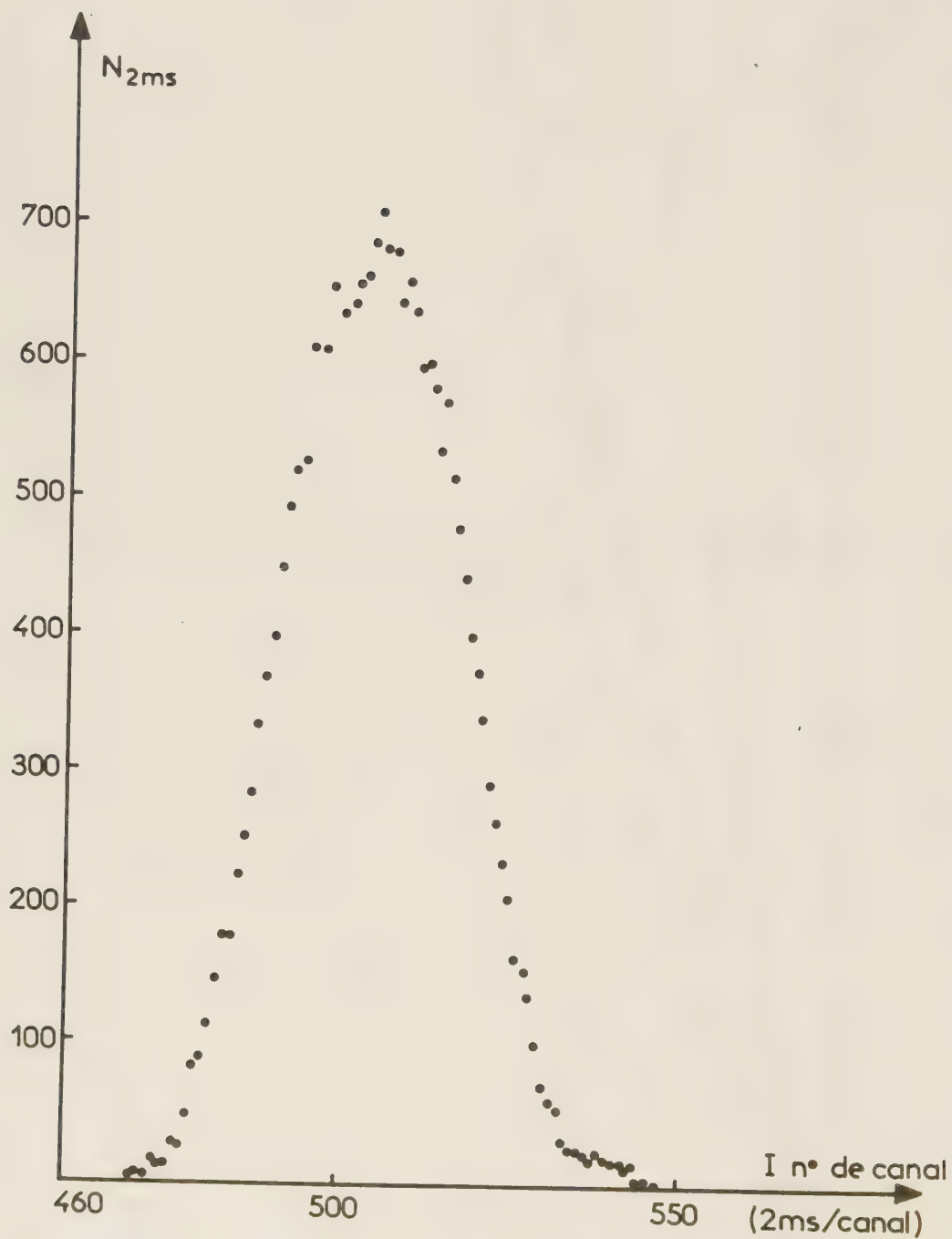
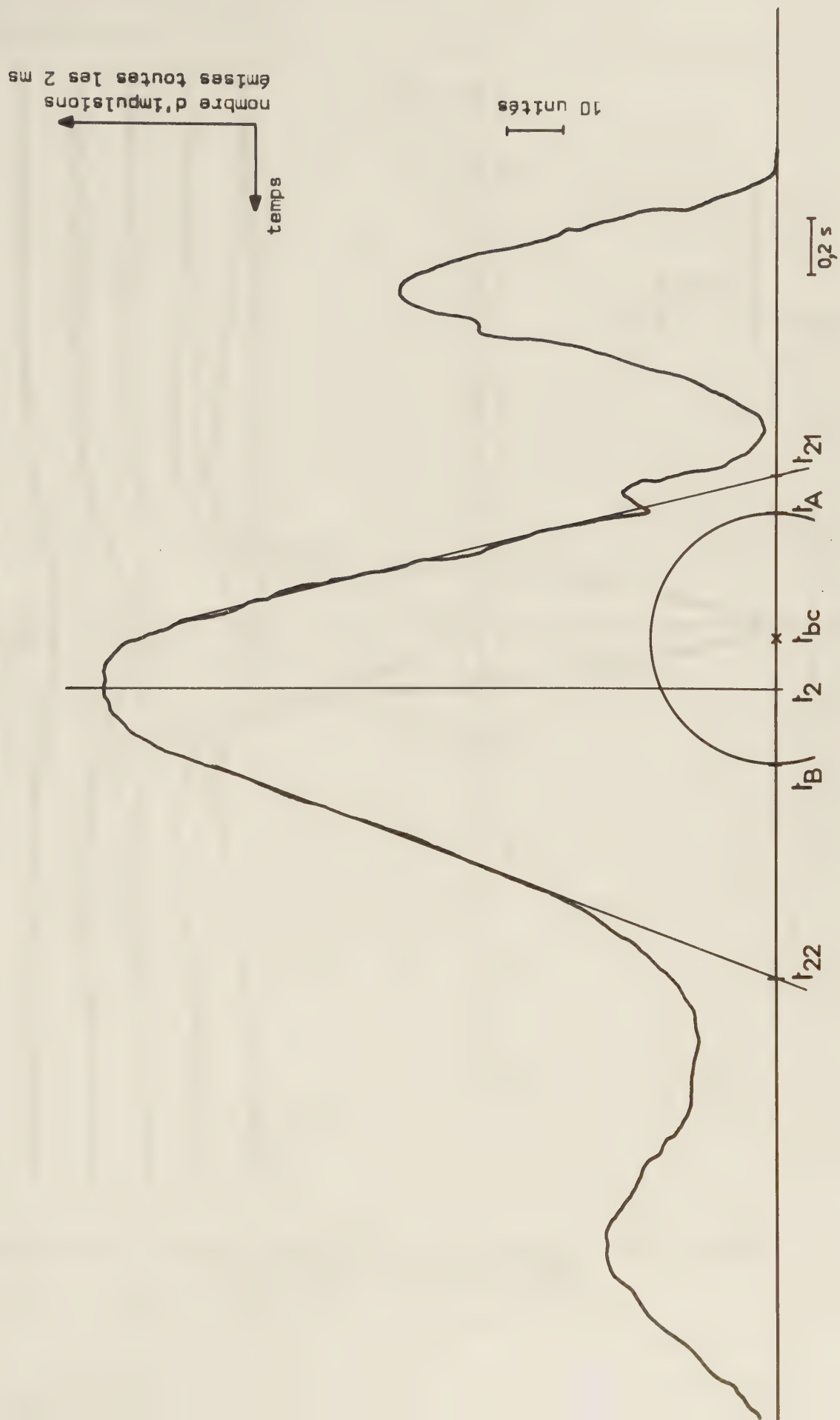


Figure n° 26 : Variation de la densité de chocs lors du passage d'une bulle au voisinage du capteur inséré dans une paroi ($L = 4$ cm, 150 bulles successives $d_B = 7$ cm)

Figure n° 27 : Position de la bulle (déterminée par enregistrement de la variation de pression) sur un enregistrement de "densité de chocs" (réalisé avec 10 bulles successives $d_B = 7 \text{ cm}$)



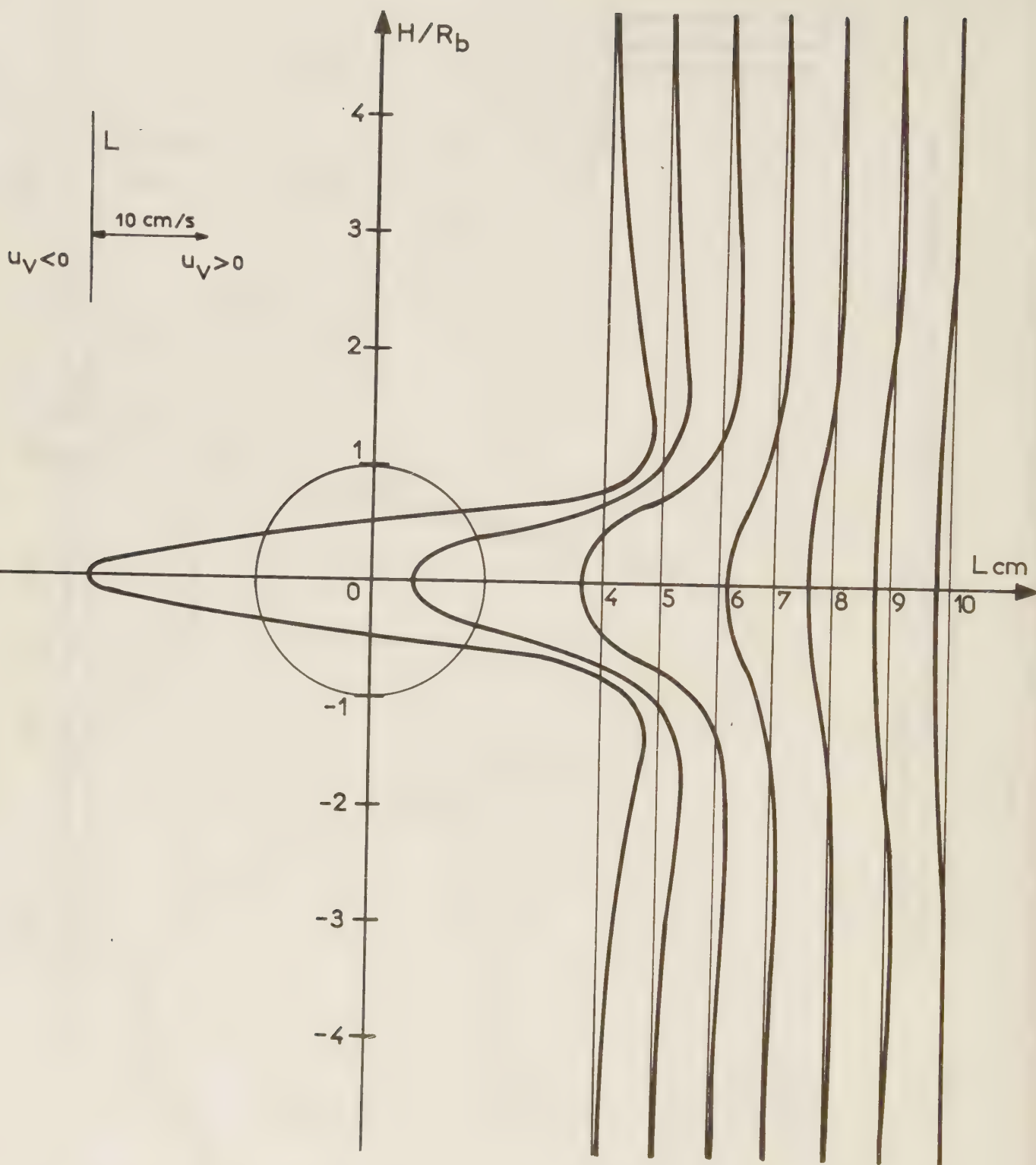


Figure n° 28 : Variation de la vitesse des grains au contact d'une paroi plane au passage d'une bulle $d_B = 7$ cm (d'après le modèle à potentiel de vitesse entre une sphère et un plan)

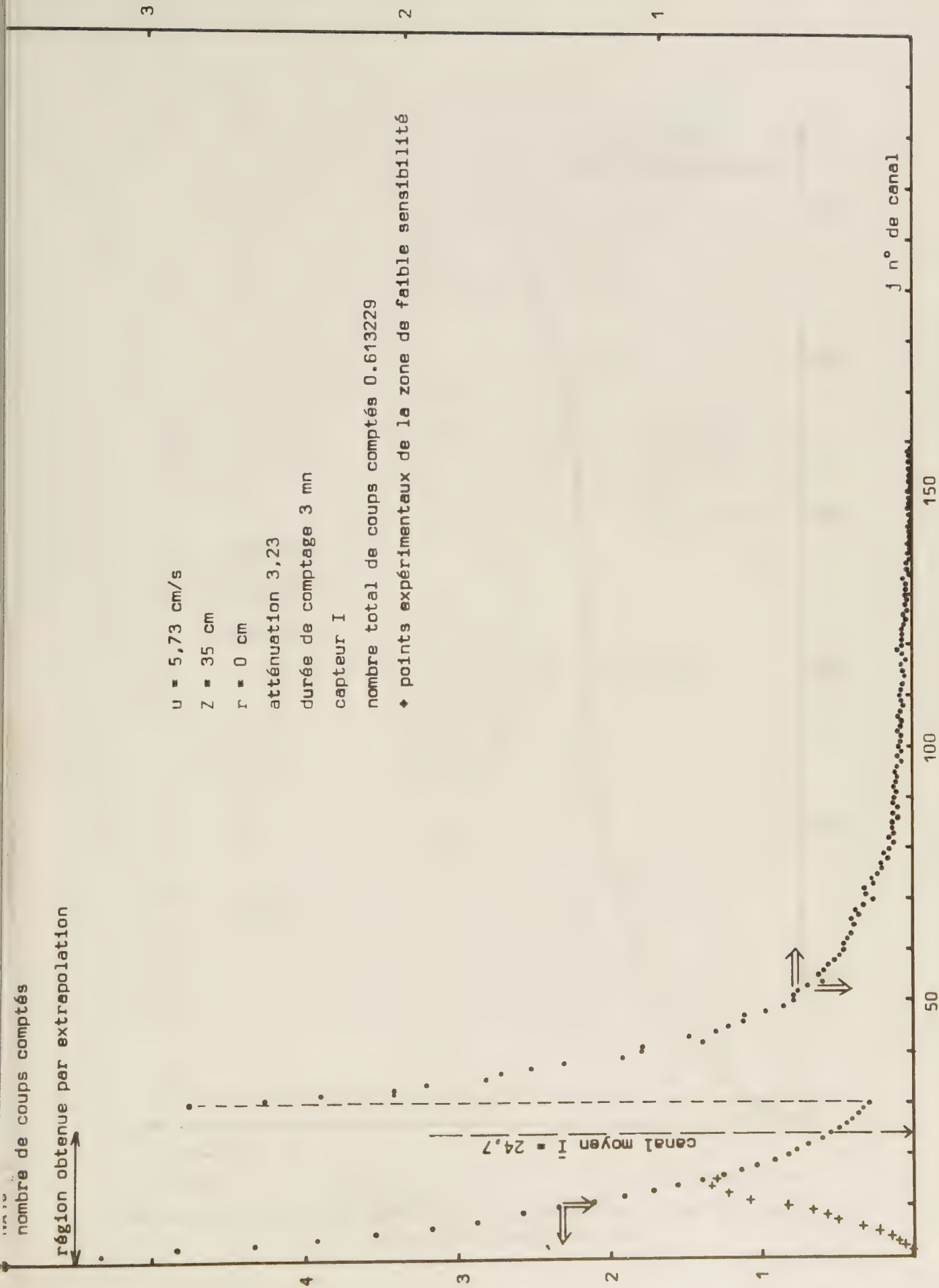


Figure n° 29 : Histogramme des amplitudes des impulsions à 10 kHz émises par le capteur

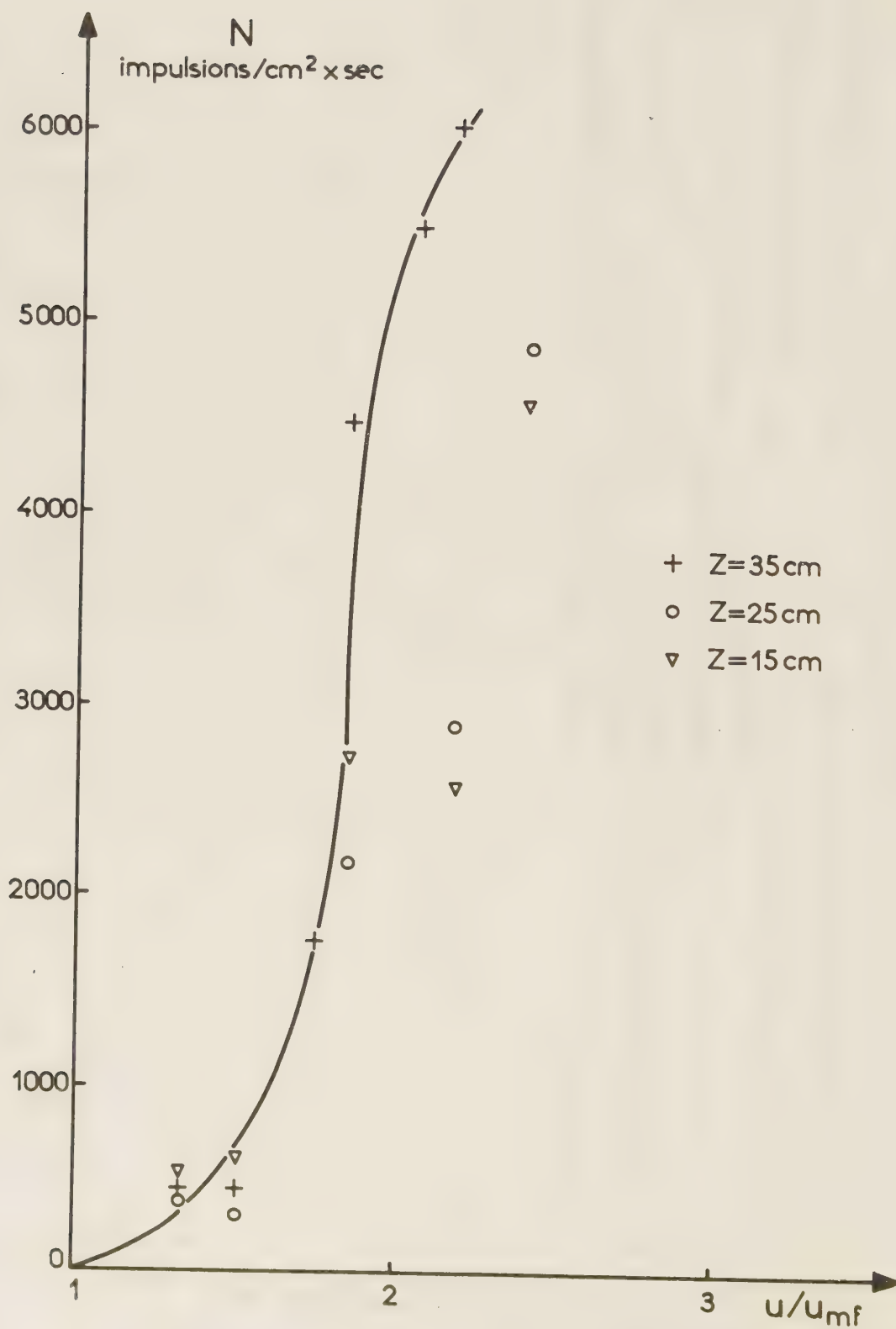


Figure n° 30 : Variation du nombre d'impulsions à 10 KHz émises par le capteur avec u/u_{mf}

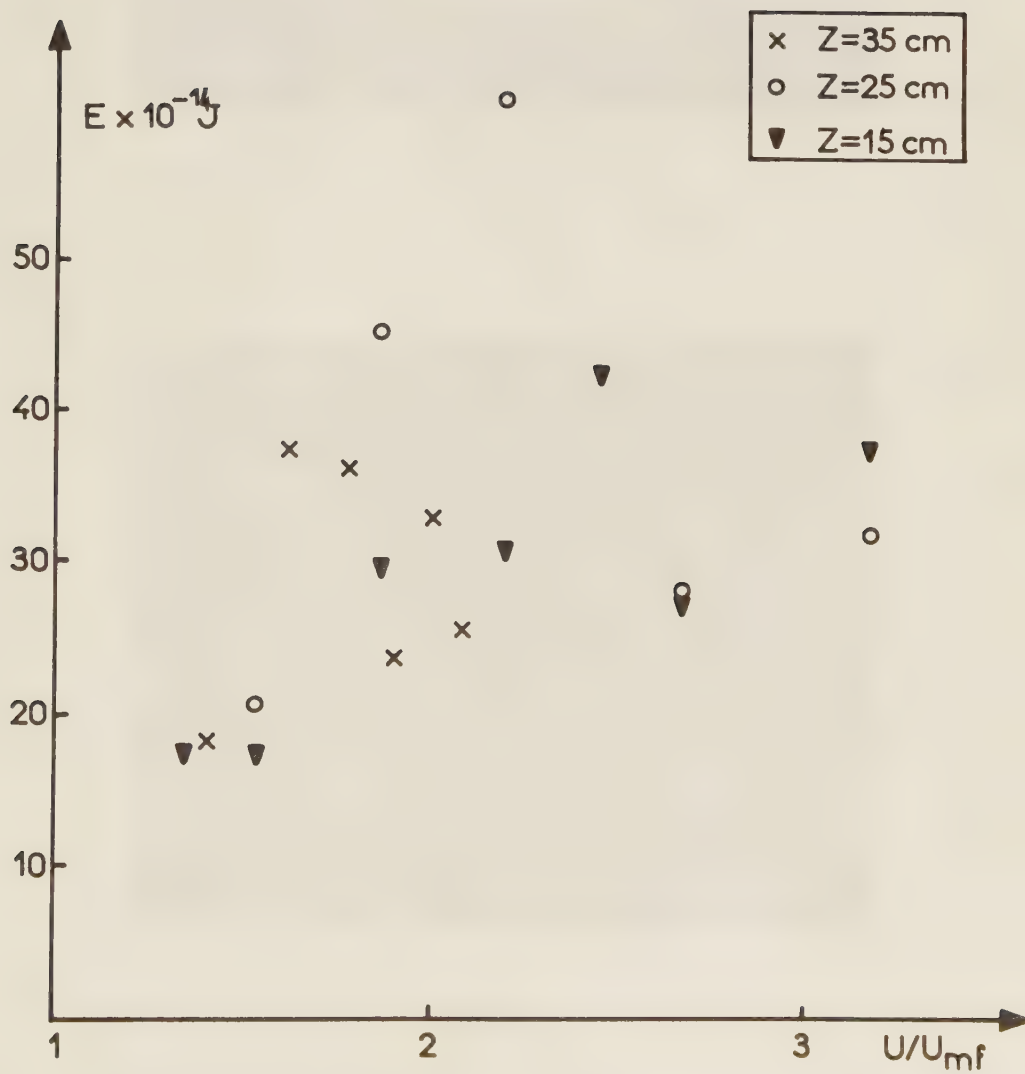
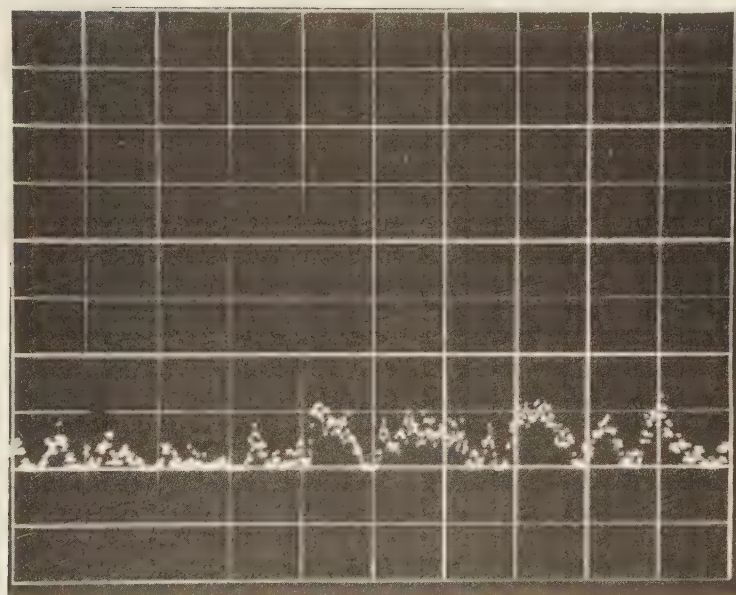
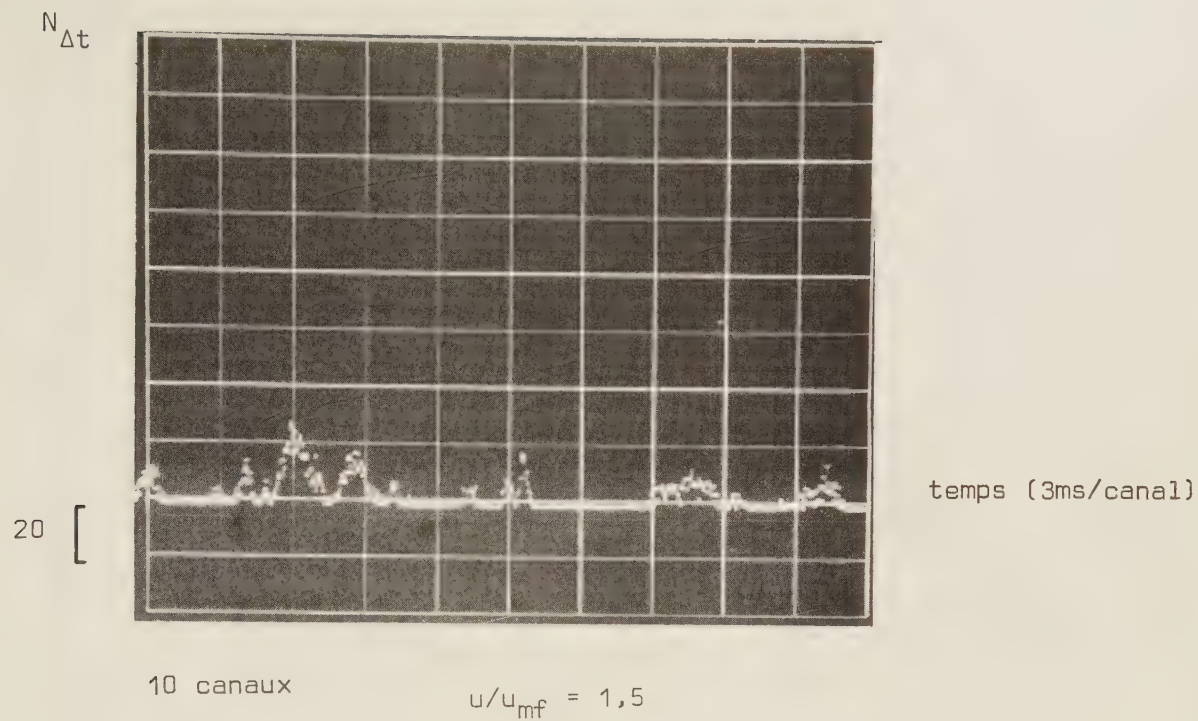


Figure n° 31 : Variation de l'énergie cinétique moyenne des particules fluidisées avec u/u_{mf}



$$u/u_{mf} = 2,1$$

Figure n° 32 : Variations de la "densité de chocs" sur la surface de détection du capteur I dans un lit fluidisé bullant naturellement

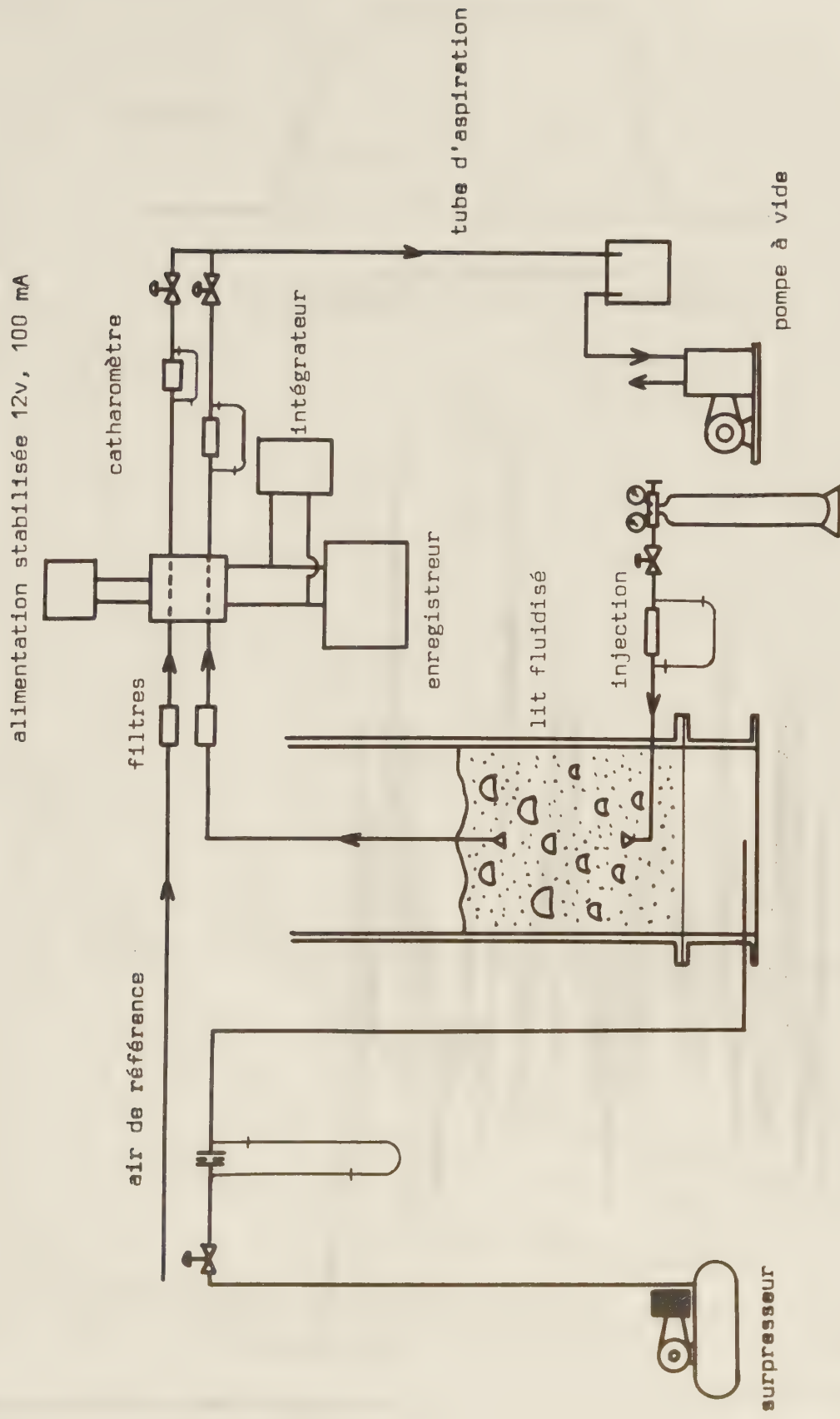
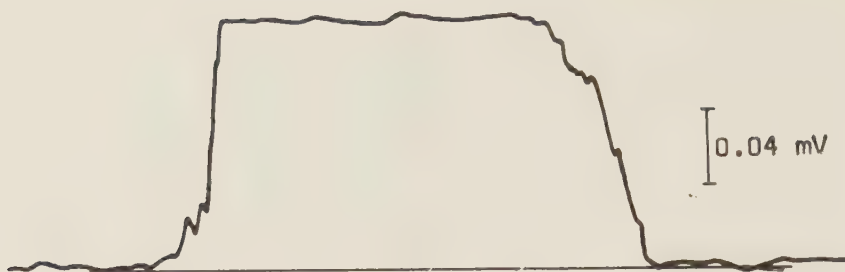


Figure n° 33: Schéma de l'installation



Détermination de C_{∞}
(concentration après mélangeage total)

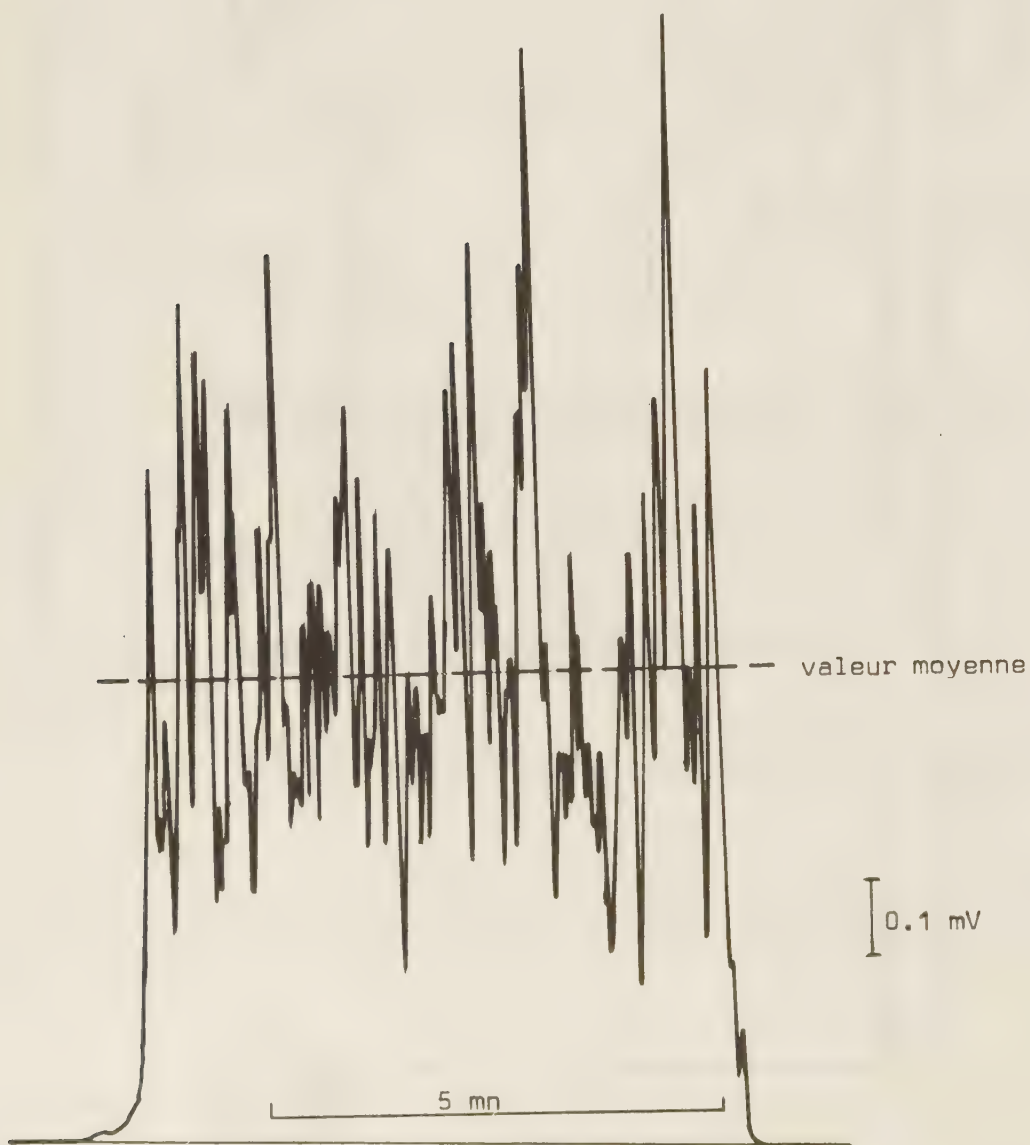


Figure n° 34 : Variations dans le temps de la concentration locale en traceur
traceur C_2H_4 , $Z = 25$ cm, $Z_0 = 17$ cm, $u = 1,87$ cm/s

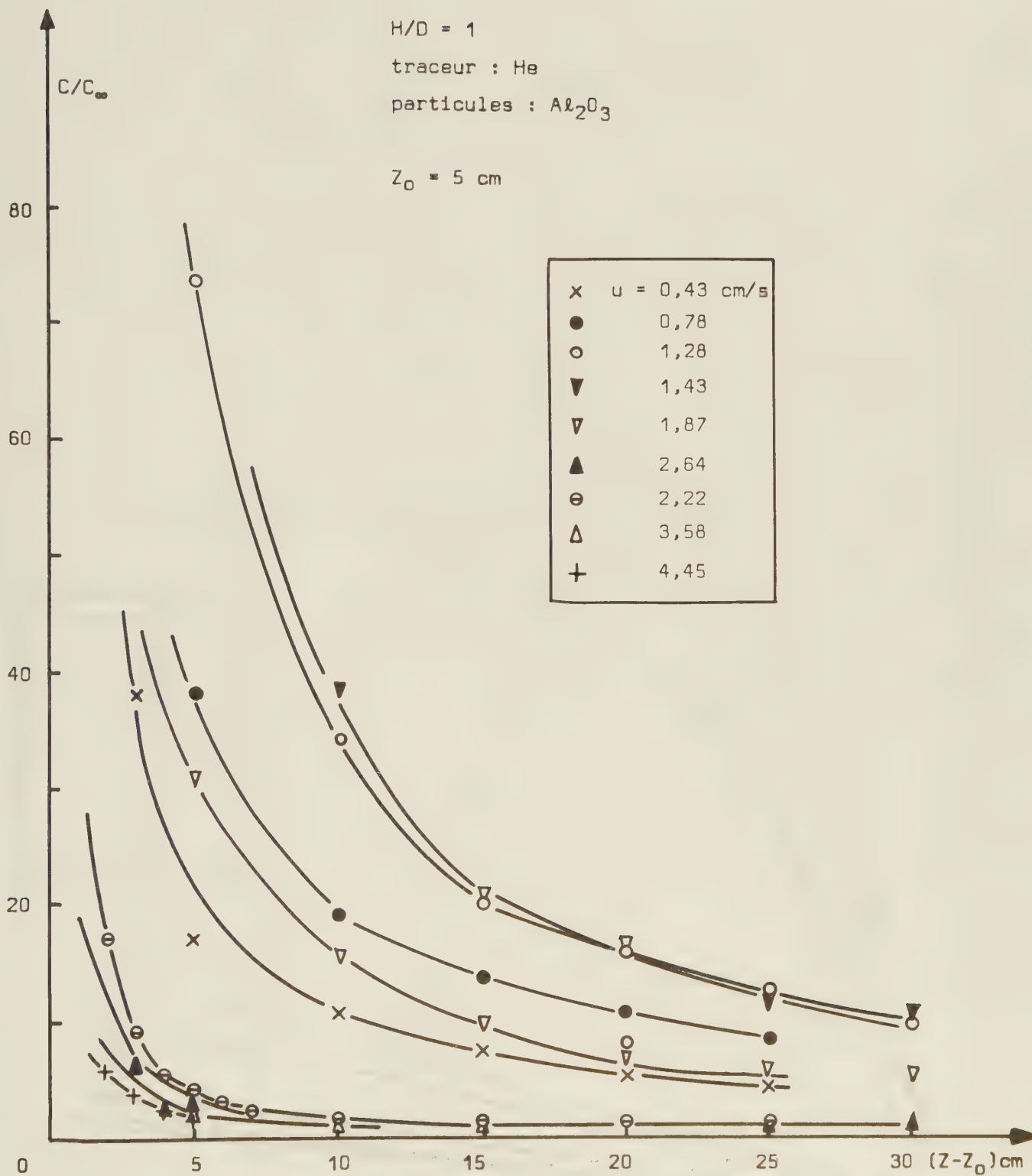


Figure n° 35 : Profil de concentration sur l'axe du lit en fonction de la distance à l'injecteur ponctuel

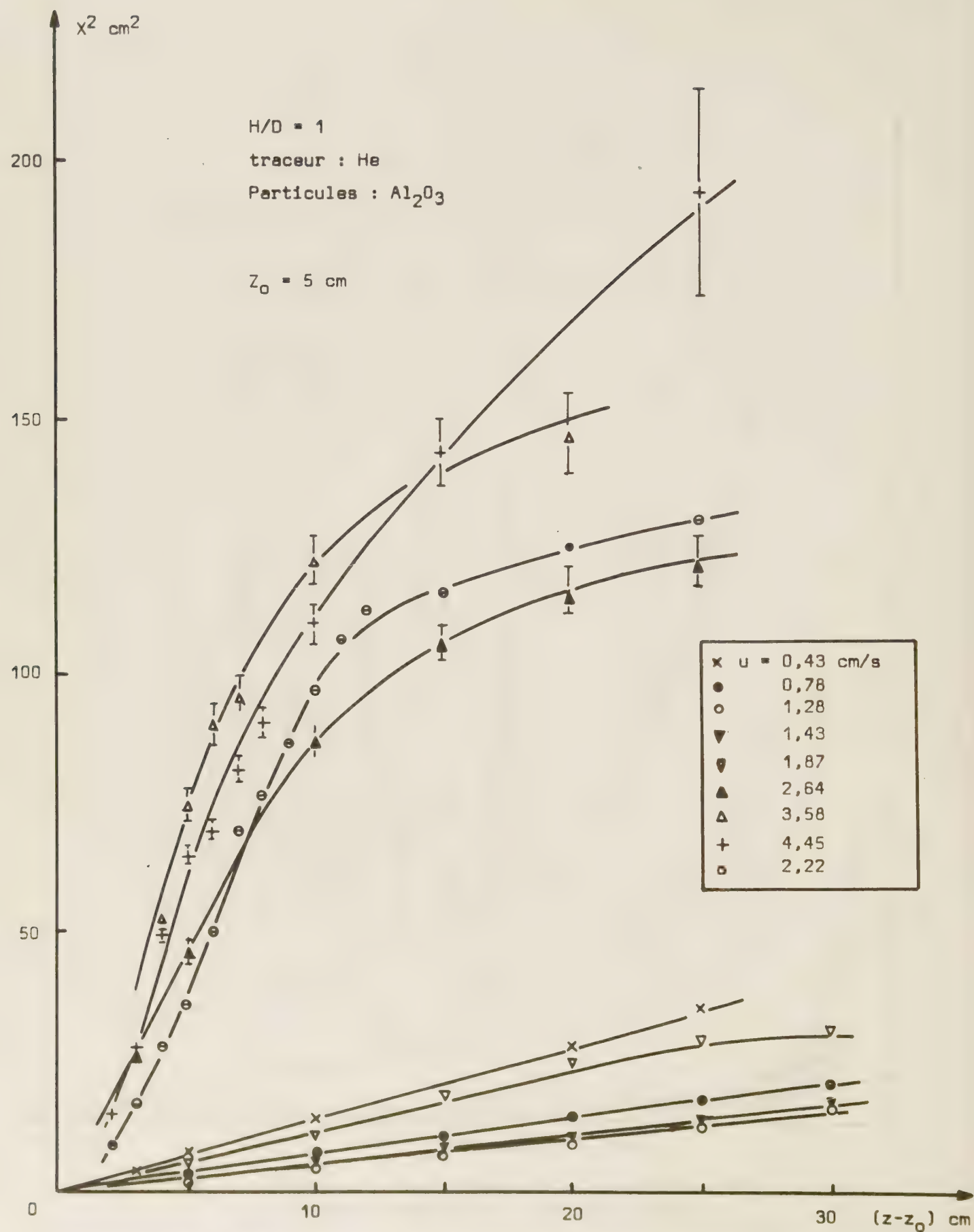


Figure n° 36 : Variation du déplacement quadratique moyen χ^2 avec $(z-z_0)$

Figure n° 37: Coefficients de diffusion radiale de C_2H_4 et He en fonction de la distance du distributeur ($H/D/ = 1$, particules Al_2O_3)

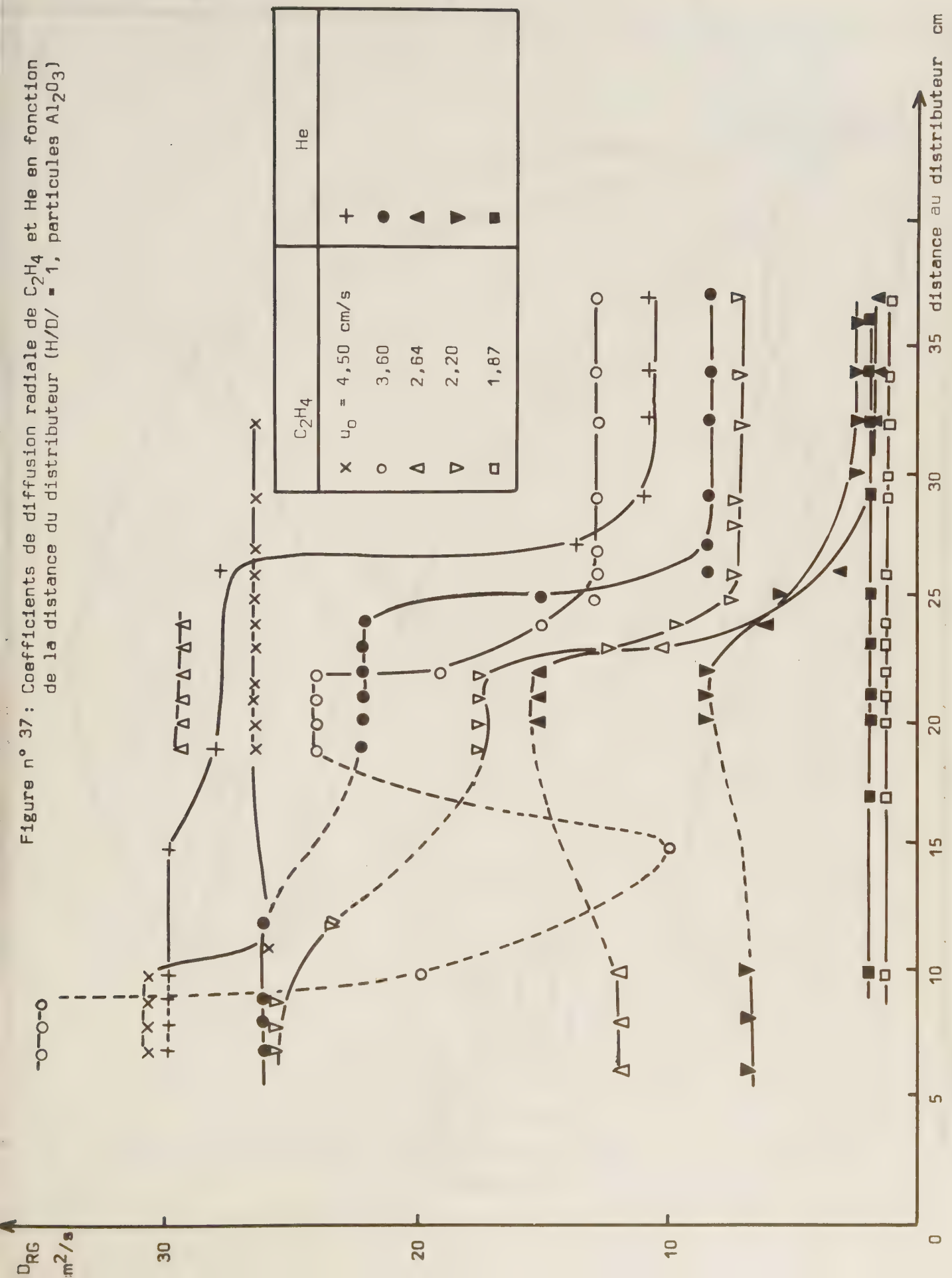
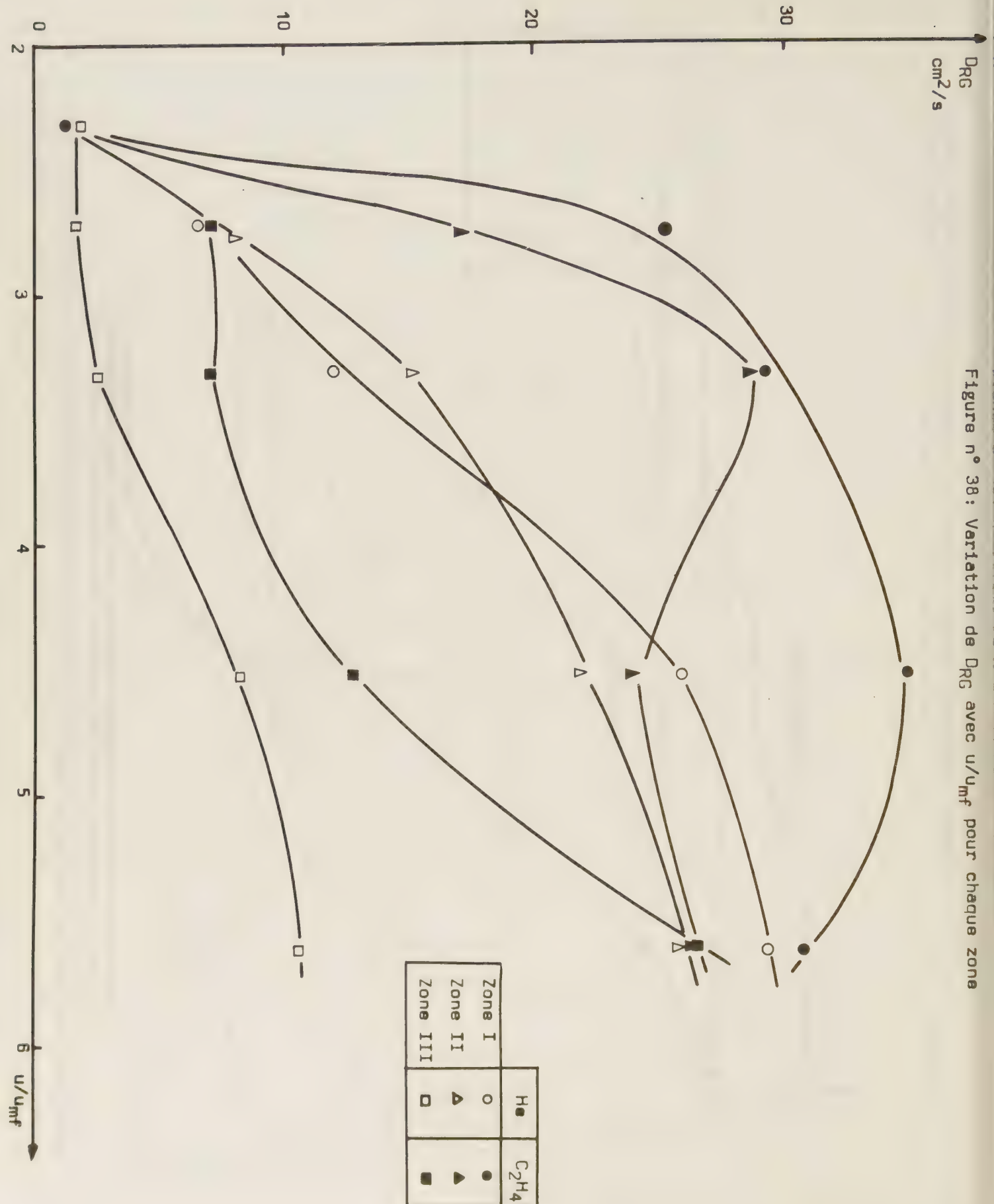


Figure n° 38: Variation de D_{RG} avec u/u_{mf} pour chaque zone



valeurs théoriques	C ₂ H ₄	He
valeurs expérimentales	○	●

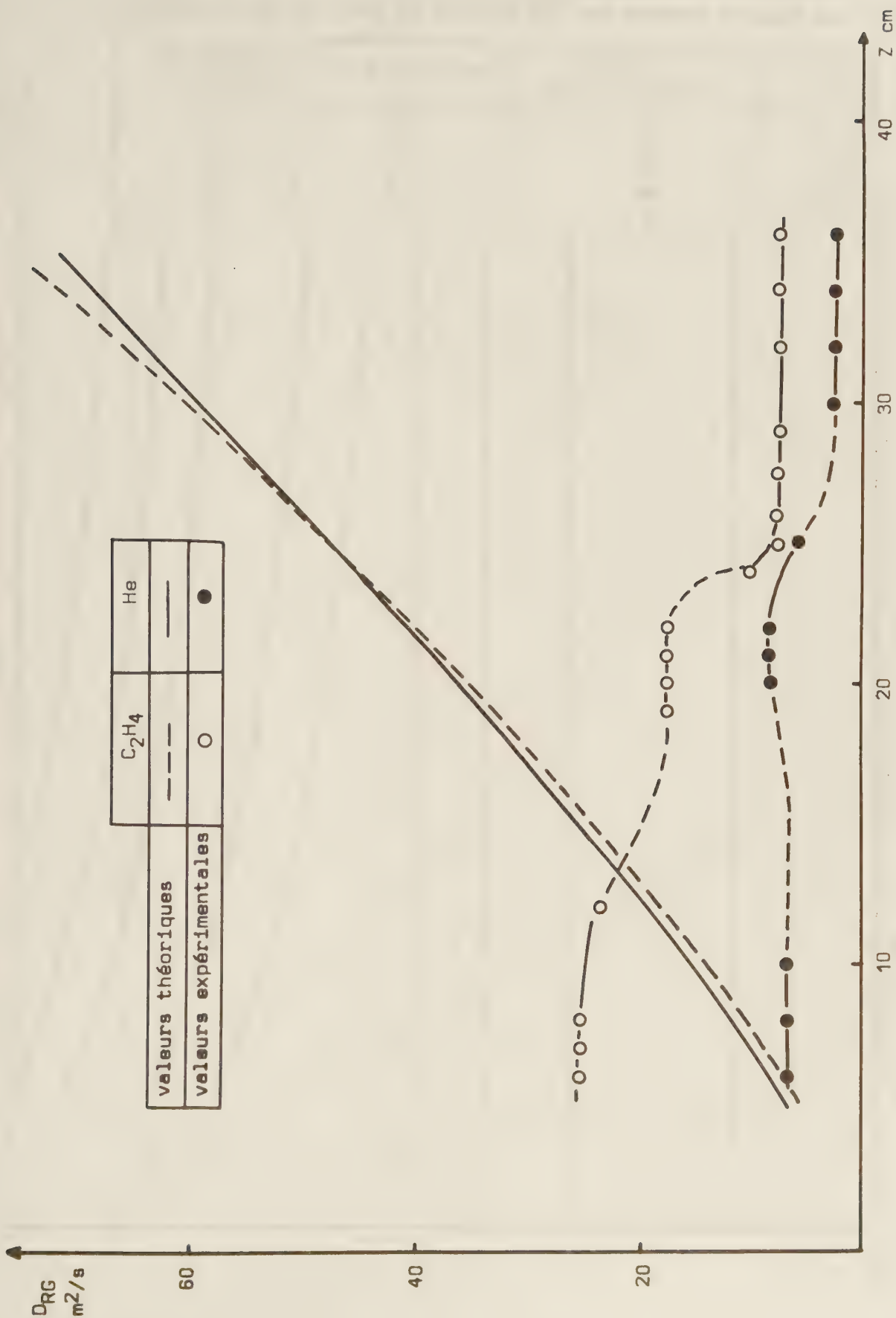
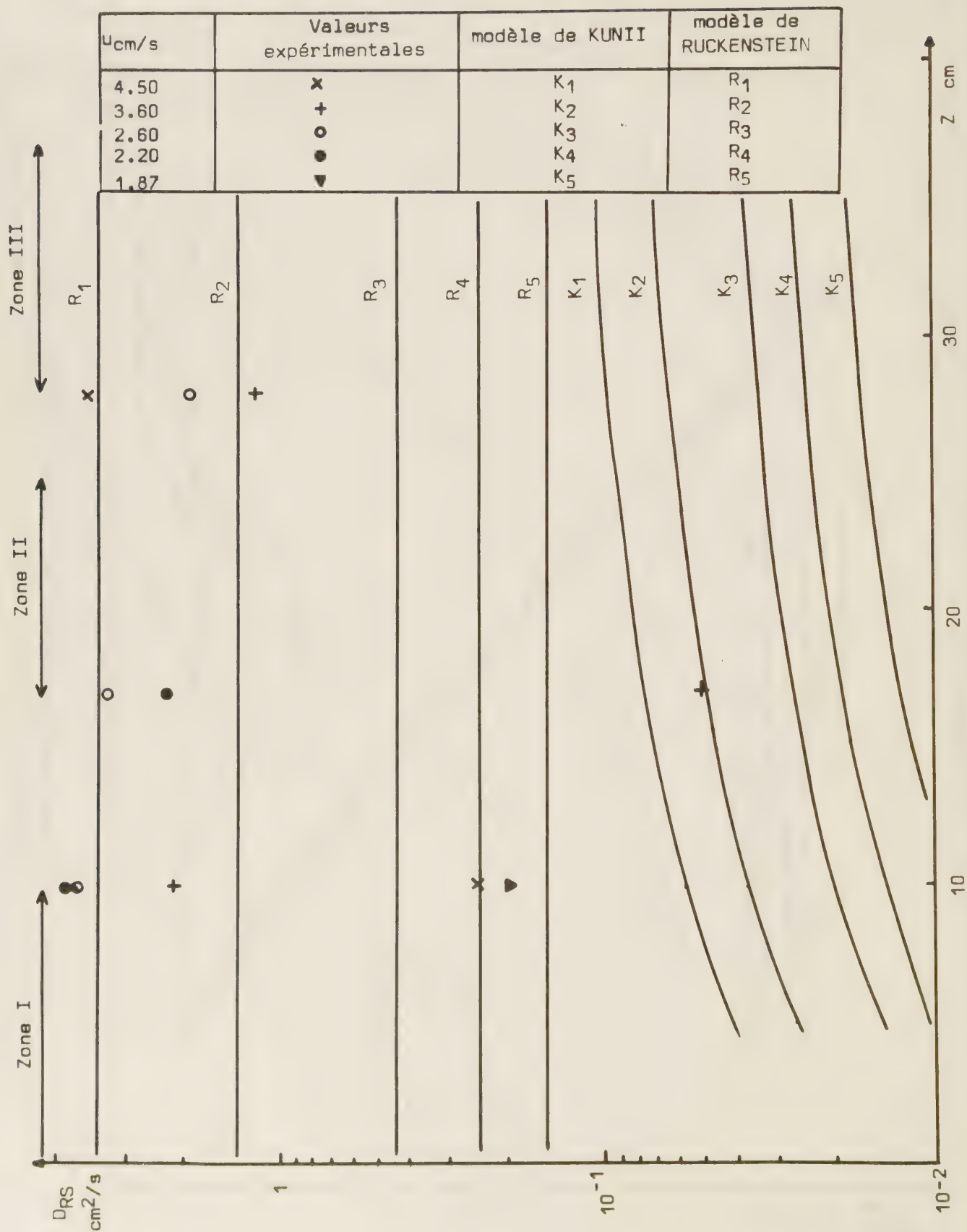


Figure n° 39: Comparaison des valeurs expérimentales de D_{RG} avec celles prévues par le modèle de KUNII et LEVENSPIEL pour $u = 2.20$ cm/s

Figure n° 40 : Comparaison des valeurs expérimentales de D_{RS} avec les valeurs prévues par les modèles de KUNII et de RUCKENSTEIN



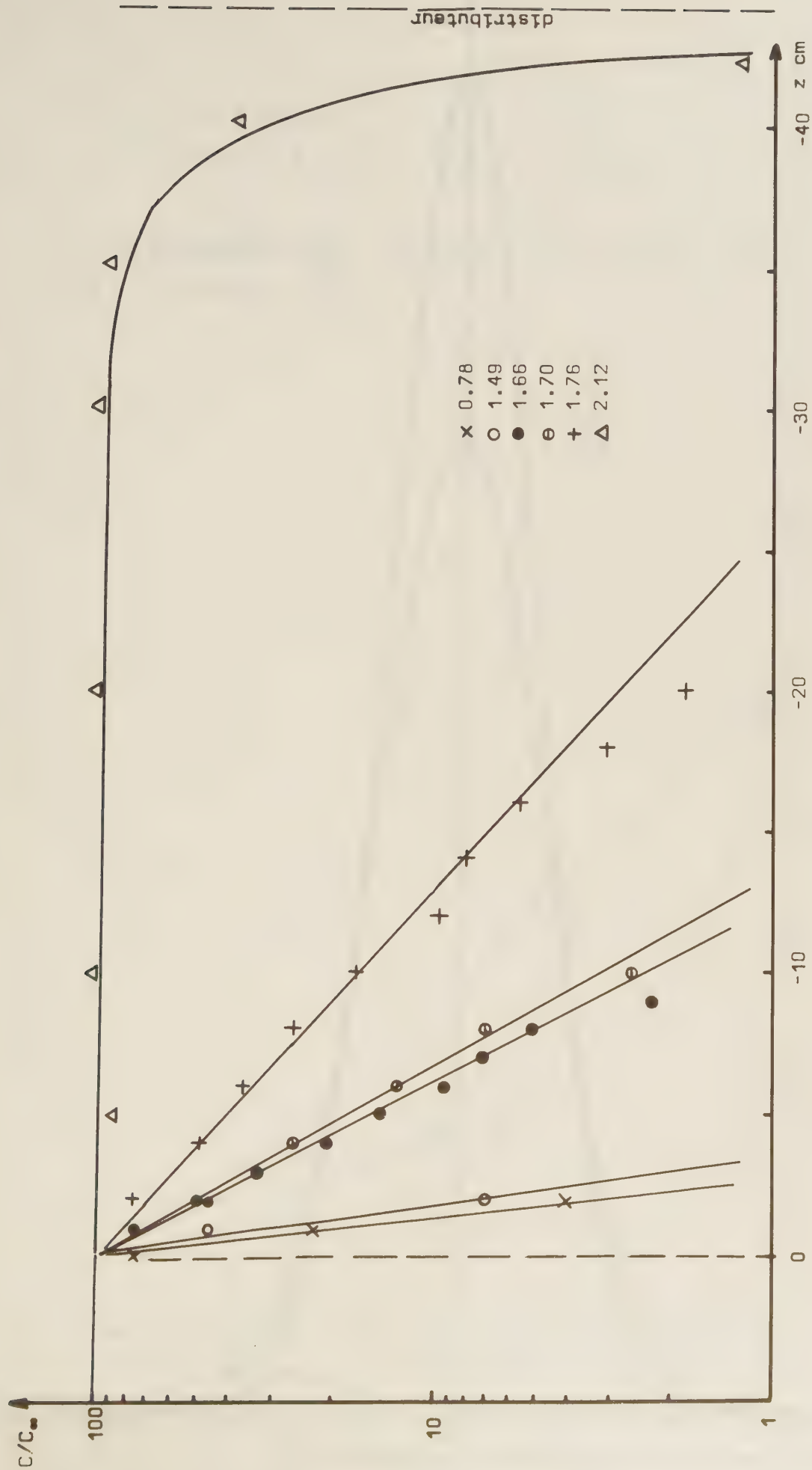


Figure n° 41 : Retromélangeage de 1He à partir d'une source plane ($H/D = 1$)

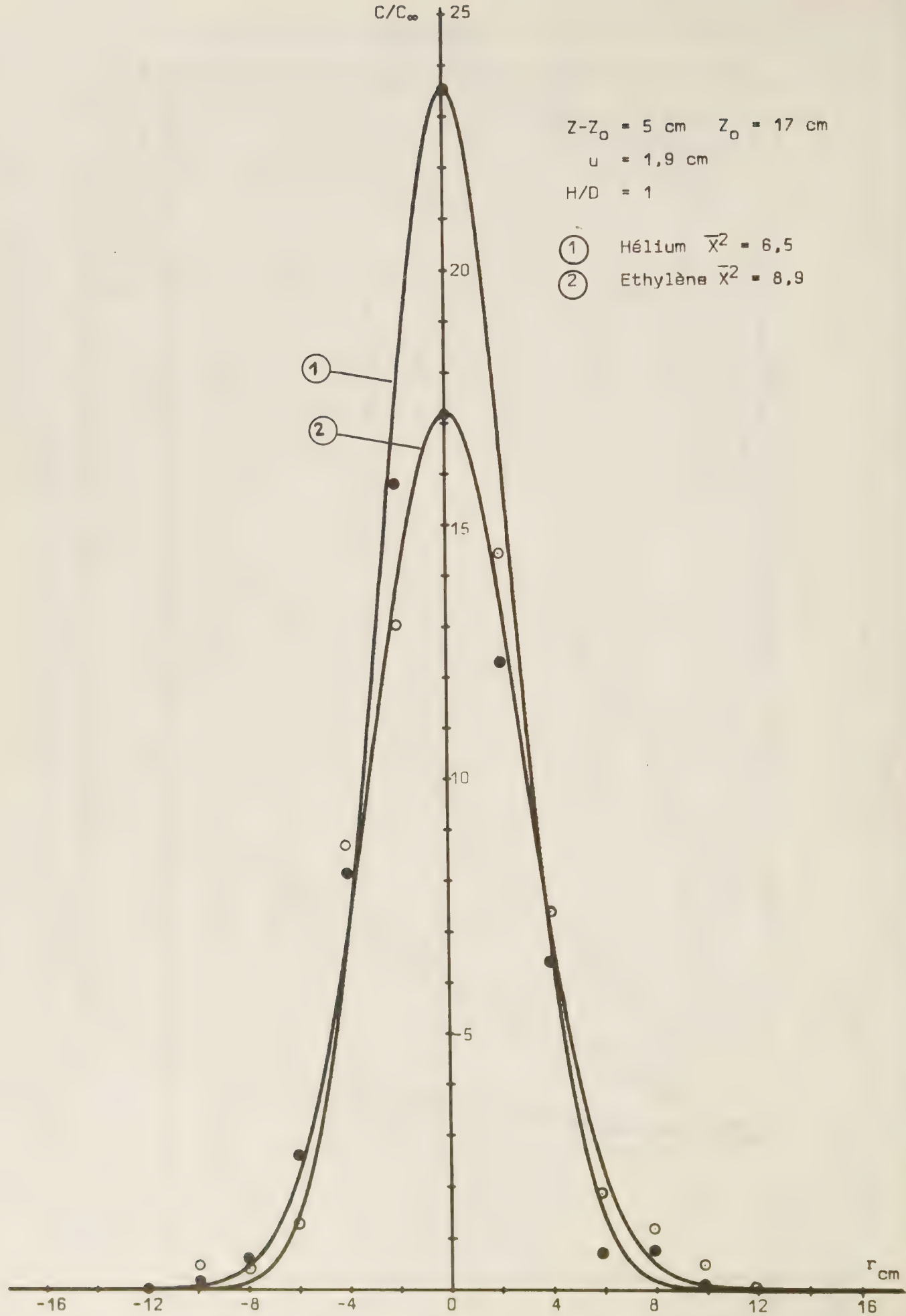


Figure n° 42 : Exemple de profils radiaux de concentration

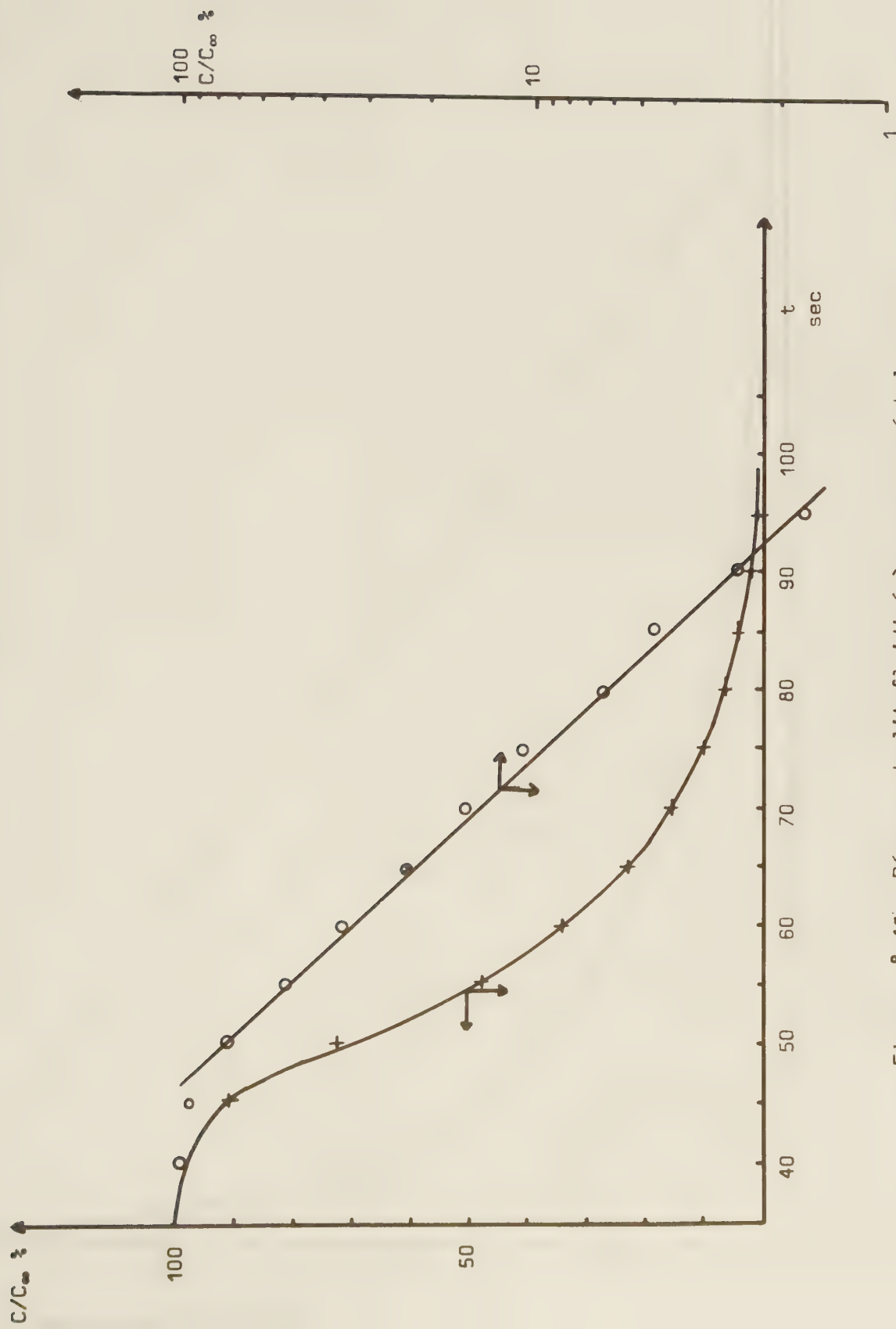


Figure n° 43: Réponse du lit fluidisé à une purge échelon
 $H/D = 1,5$, traceur He, $u = 2,16$ cm/s

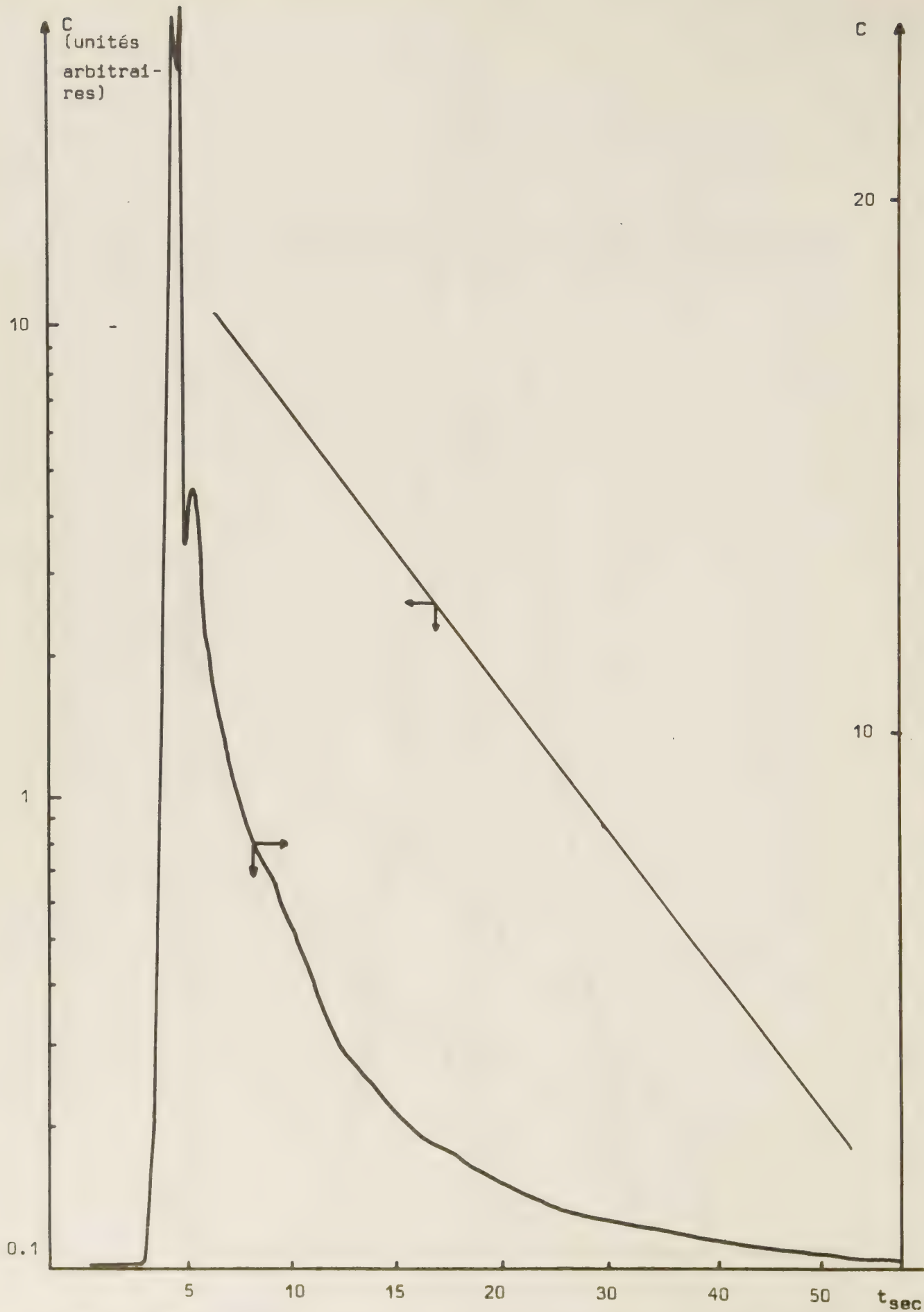


Figure n° 44 : Réponse du lit fluidisé à une impulsion δ de concentration
 $H/D = 1,5$, traceur He , $u = 3,46$ cm/s

NOM DE L'ETUDIANT : PATURBAUX Thierry

Nature de la thèse : DOCTEUR INGENIEUR

Vu, Approuvé

et permis d'imprimer

NANCY, le 23 juin 1972

Le Président du Conseil de l'Université de NANCY I

